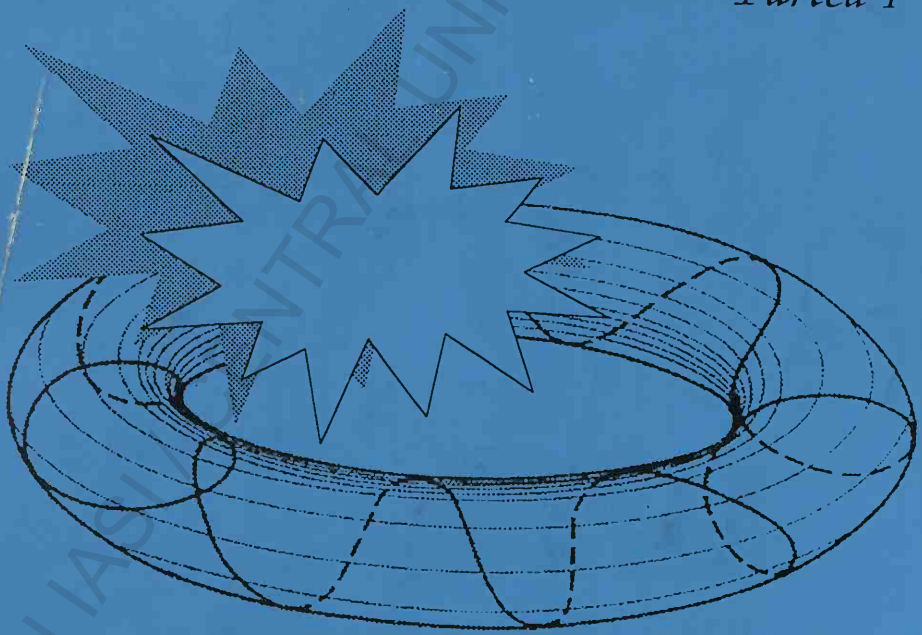
Nicoleta Dumitraşcu

*Introducere în*

# FIZICA PLASMEI

*Partea I–a*



IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

# CUPRINS

**Capitolul I. OBȚINEREA ȘI MĂSURAREA PRESIUNILOR JOASE.....7**

**I.1. Caracterizarea gazelor .....7**
I.1.1. Parametri de stare, legi, proprietăți.....7
I.1.2. Elemente de dinamica gazelor.....14
I.1.3. Fenomene de transport în gaze.....17
I.1.4. Fenomene de transport în gaze rarefiate.....21
**I.2. Obținerea stării de "vid".....28**
I.2.1. Mărimi și unități în tehnica vidului.....28
I.2.2. Sisteme de vidare – generalități.....35
I.2.3. Pompe de "vid".....39
**I.3. Măsurarea "stării de vid".....63**
I.3.1. Măsurarea vidului grosier.....65
I.3.2. Măsurarea vidului mediu.....65
I.3.3. Măsurarea vidului înalt și ultra înalt.....67

*Probleme* .....74

**Capitolul II. CVASINEUTRALITATEA ELECTRICĂ A PLASMEI.....102**

**II.1. Cvasineutralitatea electrică - proprietate fundamentală a sistemelor fizice macroscopice.....102**
**II.2. Definiția plasmei. Parametri fundamentali.....104**
II.2.1. Concentrația și gradul de ionizare.....105
II.2.2. Distanța medie dintre particule și drumul liber mediu.....106
II.2.3. Temperatura.....109
**II.3. Parametri caracteristici plasmei.....112**
II.3.1. Lungimea de ecranare Debye.....112
II.3.2. Frecvența Langmuir a oscilațiilor electrostatice ale plasmei.....120
**II.4. Lungimea critică de interacție binară ( lungimea Landau ).....124**

UNIVERSITY LIBRARY

II. 5. Structuri de sarcini spațiale în plasmă.....128
II.5.1. Generalități.....128
II.5.2. Potențialul flotant .....130
II.5.3. Ecuația păturii de sarcină spațială.....131

*Probleme* .....136

*Capitolul III.* **DESCĂRCĂRI ELECTRICE ÎN GAZE.....154**

III.1. Trecerea curentului electric prin gaze.....154
III.1.1. Conductibilitatea electrică a gazelor.....154
III.1.2. Caracteristica tensiune-curent la trecerea curentului electric prin gaze.....157

III.2. Descărcarea Townsend.....158

III.3. Aprinderea descărcării. Legea lui Paschen.....163

III.4. Descărcarea luminescentă.....168
III.4.1. Caracterizarea descărcării.....168
III.4.2. Teoria de difuzie a coloanei pozitive.....176

III.5. Descărcarea corona.....182
III.5.1. Caracterizarea descărcării.....182
III.5.2. Campul electric şi potențialul electric într-o descărcare corona.....187

*Probleme*.....195

*Anexe*
.....215

*Bibliografie*.....220

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

# *Introducere*

*După zeci de ani de cercetări teoretice şi experimentale, FIZICA PLASMEI rămâne şi astăzi un subiect cât se poate de fascinant, nu numai prin aplicaţiile sale, dar şi prin faptul că ea reprezintă, cronologic, prima formă de existenţă a materiei. Se pare că, în primii ani ai Universului, materia era organizată numai în stare de plasmă.*

*Fără a fi toleranţi cu nimic din ceea ce înseamnă interes ştiinţific, rigoare matematică şi satisfacţie estetică, să recunoaştem că s-au scris multe cărţi bune şi foarte bune de FIZICA PLASMEI.*

*Şi atunci, de unde îndrăzneala şi dorinţa mea de a vă propune să reconstruim împreună unele capitole de FIZICA PLASMEI ?*

*Nu cred să fie, în primul rând, expresia voinţei de a regăsi în paginile unei cărţi o parte din preocupările mele...Mai degrabă este credinţa mea că la orice lucru bine făcut, din fericire, rămâne totdeauna, ceva de adăugat. Până la urmă, sunt aceleaşi legi şi fenomene care guvernează realitatea fizică, dar percepţia lor aparţine fiecăruia dintre noi care, prin cuvântul scris, aducem un mod de a regândi şi intui lumea materială, mai mult sau mai puţin nuanţat.*

*Autorul acestei cărţi vă propune prezentarea unor capitole de FIZICA PLASMEI pornind de la ideea că, prin simplitate şi unitate, ar putea să satisfacă nevoia cititorului de informare şi/sau continuitate asupra subiectului propus. Cartea se referă la anumite probleme fundamentale de FIZICA PLASMEI şi mult mai puţin la aplicaţiile acesteia. Fiecare capitol conţine şi un număr de probleme şi întrebări care se adresează în primul rând studenţilor ce urmează cursurile de FIZICA PLASMEI de la Facultăţile de Fizică şi Chimie de la Universitatea "Al. I. Cuza" din Iaşi. Din acest motiv structurarea pe capitole a materialului s-a făcut având în vedere programa analitică a cursului, precum şi tematica orelor de laborator. Astfel, sperăm ca orele de laborator să poată fi completate cu probleme şi întrebări care să dea posibilitate cadrului didactic să teoretizeze şi să generalizeze tema de experiment propusă.*

BCU "ALEXANDRU IOAN CUZA" UNIVERSITY LIBRARY

*Având în vedere că fenomene fizice total diferite şi aparent fără legătură pot fi descrise prin aceleaşi concepte şi legi, sper că voi interesa şi cititorul mai puţin familiarizat cu FIZICA PLASMEI, dar dispus să-şi consume din timpul şi efortul său cu probleme şi întrebări de interes ştiinţific şi tehnic general.*

*În ce priveşte rezolvarea problemelor se propune un mod de rezolvare, nu numai pentru a da posibilitate cititorului să aibă confirmarea propriilor rezultate, dar şi pentru ca acesta să găsească satisfacţia unor variante de rezolvări mai simple şi poate mai elegante. La urma urmei, fiecare din noi se convinge mai uşor cu argumentele proprii, decât cu cele care le-au venit altora în minte.*

*Dacă cititorul va găsi greşeli, îi rămân datoare pentru înţelegere...iar dacă vor exista erori comune, să ne spunem că mult mai grav decât a greşi rămâne refuzul de a învăţa sau de a susţine că ştim totul despre un lucru....*

*Folosesc acest prilej pentru a mulţumi Profesorilor mei, Gheorghe Popa, Mircea Sanduloviciu şi Mihai Toma pentru cunoştinţele ştiinţifice pe care le-am căpătat de-a lungul timpului, dar şi pentru libertatea pe care totdeauna am avut-o.... de a face nu numai ceea ce trebuie, dar şi ceea ce îmi place să fac. Iată de ce cred că, parţial, le datorez îndrăzneala de a scrie această carte.*

*Nicoleta Dumitraşcu*

*Ianuarie, 1999*

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

# *Capitolul I.* OBȚINEREA ȘI MĂSURAREA PRESIUNILOR JOASE

## *I.1. Caracterizarea gazelor*

### I.1.1. Parametri de stare, legi, proprietăți

Gazele sunt fluide compresibile a căror stare termodinamică de echilibru este definită univoc prin intermediul următorilor parametri de stare: temperatura ($T$), presiunea ($P$), masa ($m$), volumul total ($V$), energia interna ($W$), entalpia ($H$) și entropia ($S$). Parametrii de stare sunt proprietăți a căror valoare depinde numai de starea gazului la un anumit moment, deci sunt independente de evoluția gazului până la starea dată. În practică este util să se cunoască starea de echilibru termodinamic cu mediul exterior în condiții fizice normale, numită adesea stare standard și definită prin următorii parametri de stare:

$$P_0 = 1{,}01325\, x10^5 Pa \left( = 760 Torr \right),\ T_0 = 273\ K,$$
$$V_{M_0} = 22{,}414 m^3 / Kmol,\ H_0 = 0,\ S_0 = 0.$$

Stabilirea ecuației termice de stare și a consecințelor care decurg, respectiv a legilor care guvernează starea gazoasă, se face în diferite aproximații, cum ar fi aproximația de gaz perfect și aproximația de gaz van der Waals.

Aproximația de gaz perfect consideră următoarele:

- gazele sunt formate din molecule de formă sferică, punctiforme (volum neglijabil), între care se neglijează forțele de interacție,
- moleculele de masă $m \neq 0$ și $V = 0$ sunt perfect elastice și se influențează reciproc numai prin ciocniri și transfer de impuls, iar efectele acestor ciocniri cu o suprafață, în particular cu peretele incintei, constituie presiunea gazului,

BCU CLUJ CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

♦ nu au vâscozitate, proprietate care apare ca o consecinţă a lipsei de coeziune dintre molecule, curgerea acestora fiind o curgere potenţială,

♦ energia internă a gazului perfect este formată numai din energia cinetică a moleculelor (se neglijează mişcările de rotaţie sau vibraţie ale moleculei), deci este funcţie numai de temperatură şi, ca urmare, căldurile specifice şi coeficientul de dilatare a gazelor perfecte nu se modifica cu temperatura.

Ecuaţia termică de stare în aproximaţia gazelor perfecte se exprima sub forma generală

$$PV = nRT \quad \text{(pentru } n \text{ moli)} \qquad \text{I.1}$$

unde $P$ este presiunea exercitată de gaz asupra pereţilor, $T$ temperatura gazului, $V_M$ volumul molar, $n$ numărul de moli şi $R$ constanta universală a gazelor ($R = 8315\ J/kmolK$).

În cazuri particulare ale ecuaţiei I.1 regăsim legile care guvernează anumite transformări simple ale gazelor. Paradoxal, deşi aceste legi se aplică riguros numai gazelor perfecte, ele au fost descoperite în urma unor experimente cu gaze reale. Astfel, din ecuaţia I.1 se obţin următoarele legi (consecinţe):

♦ pentru transformarea izotermă, legea Boyle-Mariotte ("la temperatură constantă, variaţia de presiune este inversă variaţiei de volum"),

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{V_2}{V_1}$$

♦ pentru transformarea izobară, legea Gay-Lussac ("la presiune constantă, volumele aceleaşi mase de gaz sunt direct proporţionale cu temperaturile absolute"),

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

♦ pentru transformarea izocoră, legea Charles ("la volum constant, presiunile sunt direct proporţionale cu temperaturile absolute"),

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

♦ pentru transformarea adiabatică

$PV^{\gamma} = const.$ unde $\gamma$ este exponentul adiabatic,

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- pentru transformarea politropă

$$PV^n = const.$$, unde $n$ este exponentul politropic.

- legea lui Avogadro ("volume egale de gaze diferite, în condiții identice de presiune și temperatură, conțin același număr de molecule, care pentru *1kmol* este cunoscut ca "numărul lui Avogadro", $N_A$,

$$N_A = 6{,}023 \times 10^{26}\ molecule/kmol$$

- legea lui Dalton ("presiunea totală într-un amestec de gaze este egală cu suma presiunilor parțiale exercitate de componentele amestecului asupra pereților incintei"),

$$P_{totală} = \sum_i P_i$$, unde $i$ sunt componentele amestecului.

Deși majoritatea gazelor, inclusiv hidrogenul și heliul, au în condiții normale parametrii de stare departe de curba de lichefiere, ele nu îndeplinesc decât unele din proprietățile gazului perfect. Aproximația este corectă numai la temperaturi mari și presiuni foarte mici, unde distantele medii dintre molecule sunt relativ mari.

Aproximația van der Waals descrie evoluția gazelor reale cu următoarele presupuneri:

- volumul propriu al moleculelor este diferit de zero,
- între molecule există forțe de coeziune (forțe van der Waals) care generează o energie potențială de interacție ce face ca energia internă a gazului să depindă nu numai de temperatură dar și de volumul ocupat de molecule.

Ecuația termică de stare în aproximația van der Waals are forma

$$\left(P + \frac{a}{V_M^2}\right)(V_M - b) = RT \quad \text{(pentru un mol de gaz)}$$

sau

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - nb) = nRT \quad \text{(pentru } n \text{ moli de gaz)} \quad I.2$$

unde $a$ este o constantă ce caracterizează forțele van der Waals, iar b definește volumul propriu al moleculelor. Anumite evoluții ale gazelor reale, cum ar fi cele în domeniul de vapori din apropierea

FIZICA

curbei de lichefiere. nu pot fi descrise analitic deoarece nu există o ecuație termică de stare generală în acest domeniu. În această situație transformările sunt descrise prin tabele şi diagrame termodinamice corespunzătoare.

În tehnica vidului se folosesc, cu bună aproximație, legile gazelor perfecte întrucât evacuarea gazelor dintr-o incintă, introducerea unui gaz sau amestec de gaze într-o incintă, etc., sunt transformări deschise şi ireversibile care se pot descrie în aproximația de gaz perfect. Mai mult, obținerea şi menținerea stării de plasmă presupune presiuni mici şi temperaturi mari, situații favorabile acestei aproximații.

Procesele care însoțesc obținerea şi măsurarea "stării de vid" depind de anumite mărimi ce caracterizează moleculele de gaz, respectiv de drumul liber mediu, viteza medie, secțiunea eficace de ciocnire, etc.

**a).** Vitezele moleculelor variază într-un domeniu foarte larg şi mecanica statistică permite să se calculeze distribuția acestora într-un gaz. Astfel, cu ajutorul funcției de distribuție a moleculelor după viteze sau energii (funcția de distribuție Maxwell) respectiv

$$f(v)=\frac{n(v)dv}{N}=4\pi\left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \quad \text{I.3}$$

se pot obține:

- viteza cea mai probabilă $v_p=\sqrt{\frac{2K_B T}{m}}$,
- viteza medie a moleculelor $v_m=\sqrt{\frac{8K_B T}{\pi m}}$,
- viteza pătratică medie $\sqrt{v^2}=\sqrt{\frac{3K_B T}{m}}$,

unde $m$ este masa molară a gazului şi $K_B$ constanta lui Boltzmann.
În **Fig. I.1** se prezintă distribuția vitezelor moleculelor unui gaz.
În general, vitezele medii ale moleculelor sunt de ordinul vitezei sunetului în același gaz (**Tabelul I.1**).

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

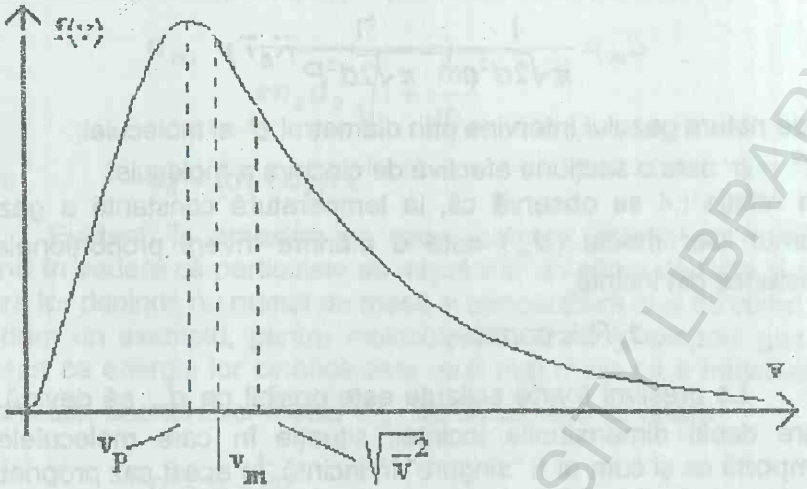



Fig. I.1.

| Gaz | Masa molară $x10^{-3}$Kg | $d$ $x10^{-10}$m | $V_m$ m/s | $d_m$ $x10^{-3}$m |
|---|---|---|---|---|
| $H_2$ | 2,016 | 2,75 | 1754 | 12 |
| He | 4,003 | 2,18 | 1245 | 19,2 |
| Ne | 20,18 | 2,60 | 554 | 13,5 |
| Ar | 39,94 | 3,67 | 394 | 6,8 |
| Xe | 131,3 | 4,91 | 217 | 3,8 |
| $O_2$ | 32 | 3,64 | 440 | 6,9 |
| $N_2$ | 28,02 | 3,76 | 470 | 6,4 |
| $H_2O$ | 18,02 | 4,68 | 587 | 4,2 |
| Aer | 28,98 | 3,74 | 463 | 6,5 |
| CO | 28,01 | 3,76 | 471 | 6,4 |
| Hg | 200,6 | 4,34 | 176 | 4,8 |

**Tabelul I.1.** *Masa molară, diametrul moleculelor d , viteza medie $V_m$ şi drumul liber mediu $d_m$, pentru unele gaze la temperatura de 293K şi presiunea de 1Pa.*

**b).** Într-o incintă cu gaz drumul liber mediu al moleculelor $d_m$ se poate calcula cu relația

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$d_m = \frac{1}{\pi\sqrt{2}d^2 n} \left(= \frac{1}{\pi\sqrt{2}d^2 P} k_B T\right) \qquad \text{I.4}$$

unde natura gazului intervine prin diametrul $d$ al moleculei;
$\pi d^2 = \sigma$ este o secțiune efectivă de ciocnire a moleculei.
Din relația I.4 se observă că, la temperatură constantă a gazului, drumul liber mediu ($d_m$) este o mărime invers proporționala cu presiunea din incintă,

$$d_m P = const.$$

La presiuni foarte scăzute este posibil ca $d_m$ să devină mai mare decât dimensiunile incintei, situație în care moleculele se comportă ca şi cum ar fi "singure" în incintă. În acest caz proprietățile legate de ciocnirile între molecule, precum vâscozitatea, conductibilitatea termică, difuzia, se modifică esențial, importante devenind interacțiile cu pereții incintei.

Dacă temperatura este constantă, $d_m$ variază într-un domeniu foarte larg în funcție de presiune (**Tabelul I.2**).

| Presiunea $P$ (Pa) | $10^5$ | $10^2$ | 1 | $10^{-4}$ | $10^{-8}$ | $10^{-10}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Drumul liber mediu $d_m$ (m) | $6{,}4\times10^{-8}$ | $6{,}4\times10^{-5}$ | $6{,}4\times10^{-3}$ | $6{,}4\times10$ | $6{,}4\times10^{5}$ | $6{,}4\times10^{7}$ |

**Tabelul I.2** *Drumul liber mediu al moleculelor la temperatura de 293K şi la diferite presiuni ale gazului.*

Din relația I.4 rezultă că drumul liber mediu nu depinde de temperatură; în realitate, la temperaturi ridicate, are loc o creştere a drumului liber mediu al moleculelor, explicabil având în vedere că secțiunea efectivă de ciocnire a moleculelor se micşorează.

În amestec de gaze, relația de calcul (I.4) pentru $d_m$ se modifică; de ex., dacă un gaz cu molecule de masa $m_1$, concentrație $n_1$ şi diametru $d_1$ se găseşte într-o mică proporție într-un alt gaz (cu $m_2$, $n_2$ şi $d_2$), drumul liber mediu al moleculelor de sort 1 se poate calcula cu relația

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$d_{m_1} = \frac{1}{\pi n_2 d_0^2 \sqrt{1 + \frac{m_1}{m_2}}} \qquad I.5$$

unde $d_0 = (d_1 + d_2)/2$

Evident, în amestec de gaze ionizate, relația se modifică având în vedere că particulele se mișcă într-un câmp de forțe și deci viteza lor depinde nu numai de masă și temperatură ci și de câmp. Să dăm un exemplu, pentru moleculele ionizate în propriul gaz, în ipoteza ca energia lor cinetică este mult mai mare ca a moleculelor neionizate, drumul liber mediu $d_m^*$ se calculează cu relația

$$d^*_m = \sqrt{2} d_m$$

unde $d_m$ este drumul liber mediu al moleculelor neionizate.

**c).** Secțiunea eficace de ciocnire

Procesele de ciocnire dintre particule se pot caracteriza și prin mărimea numită secțiune eficace de ciocnire, o măsură a probabilității ca, în condiții date, să aibă loc un anumit tip de interacțiune (ciocnire) între particulele țintă și particulele proiectil.

Dacă notăm cu $n_p$ concentrația de particule proiectil și cu $n_t$ concentrația de particule țintă, în urma interacției particule proiectil-particule țintă, avem următoarea variație a concentrației de particule proiectil:

$$dn_p = -\sigma n_p n_t dx$$

unde $\sigma$ reprezintă secțiunea eficace microscopică de ciocnire, iar $dx$ drumul pe care are loc variația $dn_p$.

Ținând seama de faptul că la ciocnirea celor două particule se conservă impulsul și energia acestora, precum și de anumite ipoteze simplificatoare, obținem

$$d_m = \frac{1}{n_t \sigma}, \text{ iar pentru frecvența de ciocnire } \upsilon_c = n_t \sigma \bar{v}$$

Dacă notăm cu $Q = n_t \sigma$ - secțiunea eficace macroscopică de ciocnire, din relațiile de mai sus obținem (în ipoteza că fasciculul de particule proiectil este paralel, monoenergetic și omogen)

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$d_m = \frac{1}{Q}$$

Pentru un calcul riguros a lui $Q$ trebuie să cunoaştem funcţia de interacţie între particule, prin urmare

$$d_m(E) = \frac{1}{Q(E)}$$

unde $E$ reprezintă energia particulelor ce interacţionează. Se va reveni asupra secţiunii eficace de ciocnire în capitolul despre "Procese elementare în plasmă".

### I.1.2. Elemente de dinamica gazelor

Gazele se află în stare de repaus, respectiv în echilibru mecanic, dacă în orice moment un element de volum oarecare din compoziţia lor are câmpul de viteze nul.

Legea fundamentală a staticii gazelor este de forma

$$\vec{F} = \frac{1}{\rho}\nabla P \qquad \text{I.6}$$

unde $\vec{F}$ reprezintă rezultanta forţelor exterioare care acţionează asupra unităţii de masă a gazului de densitate $\rho$.

În timpul curgerii, peste mişcarea microscopică dezordonată a moleculelor (de agitaţie termică), se suprapune o mişcare macroscopică, dirijată într-o anumită direcţie. În acest caz se vorbeşte despre un curent de gaz a cărui mişcare este descrisă de ecuaţia Navier - Stokes,

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v} = -\frac{1}{\rho}(\nabla P - \eta\Delta\vec{v}) + \vec{F} \qquad \text{I.7}$$

unde $\vec{F}$ reprezintă rezultanta forţelor corespunzătoare câmpurilor externe (de ex. gravitaţional, electric, magnetic) raportată la unitatea de masă, $\vec{v}$ viteza elementului de fluid şi $\eta$ coeficientul de vâscozitate dinamică a fluidului.

Dacă fluidul este incompresibil ($\rho = const.$) şi curgerea are loc fără frecări, din ecuaţia I.7 obţinem ecuaţiile lui Euler pentru un fluid ideal

BCU FSU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \vec{F},$$

iar dacă curgerea are loc după o singură direcție, ecuațiile lui Euler se reduc la forma cunoscută sub numele de ecuația lui Bernoulli.

Problema fundamentală în dinamica gazelor constă în determinarea câmpului de viteze $\vec{v}(\vec{r},t)$ și a câmpului de presiuni $P(\vec{r})$, mărimi care pot fi aflate din ecuația de mișcare I.7, ecuația de stare a gazului și ecuația de continuitate I.8,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \qquad \text{I.8}$$

cu condițiile inițiale și la limită cunoscute.

Curgerea fluidelor, în particular a gazelor, se clasifică în funcție de forma traiectoriei descrisă de particulele de fluid care se deplasează **(Fig. I.2)**, sau în funcție de variația în timp a vitezei de deplasare.

♦ Dacă traiectoriile descrise de particulele macroscopice de fluid, în timpul deplasării lor, sunt paralele între ele (se numesc linii de curent), curgerea este laminară (regim laminar - **Fig. I.2.a**) și reprezintă forma de curgere a gazelor la viteze foarte mici și/sau în tuburi foarte înguste precum și a lichidelor foarte vâscoase. Adesea curgerea laminară a gazelor este numită curgere vâscoasă, iar forța de frecare datorită vâscozității este proporțională cu viteza conform formulei lui Stokes, $F_r = 6\pi\eta r v$, unde $r$ este raza particulei de fluid.

♦ Dacă particulele macroscopice de fluid execută pe lângă mișcarea axială care predomină și mișcări dezordonate cu apariția de vârtejuri sau turbioane, curgerea este turbulentă (regim turbulent - **Fig. I.2.b**). În acest caz vitezele diferitelor elemente de fluid variază neuniform de la un punct la altul, curgerea nu poate fi staționară, iar forța de frecare nu mai este proporțională cu viteza, ci cu puteri superioare ale acesteia.

♦ Dacă presiunea este foarte mică, respectiv drumul liber mediu al moleculelor este de ordinul dimensiunilor incintei sau a tubului prin care curg, moleculele se ciocnesc mai degrabă de pereți decât între ele, se mișcă la întâmplare și independent unele de altele iar vâscozitatea dispare. Această "curgere liberă" a moleculelor se numește curgere moleculară (regim molecular - **Fig. I.2.c**).

Dacă trecerea de la regimul turbulent la regimul laminar este adesea bruscă, trecerea de la regimul laminar la regimul molecular este lentă, caracterizată printr-un regim tranzitoriu.

POLITEHNICA UNIVERSITY LIBRARY

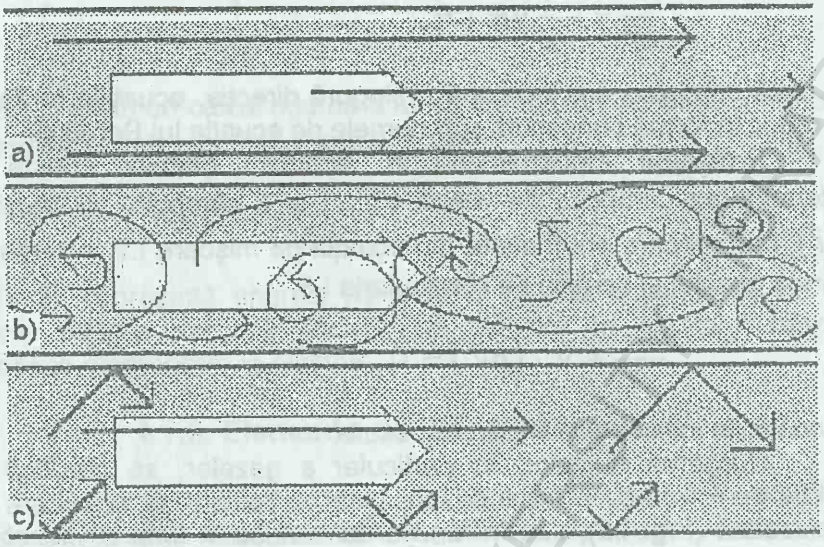



Fig. I.2 *Regimuri de curgere a fluidelor*

Delimitarea regimurilor de curgere se poate face cu ajutorul criteriului Reynolds (*numărul Reynolds*) care este un invariant adimensional egal cu raportul dintre forțele de inerție și forțele de vâscozitate,

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho \bar{v} l}{\eta} \qquad \text{I.9}$$

unde $\vec{v}$ este viteza medie în secțiunea transversală a tubului, $l$ o lungime caracteristică a conductei care în cazul tuburilor cilindrice este diametrul tubului, $\eta$ coeficientul de vâscozitate dinamică, iar $\rho$ densitatea fluidului.

Experiența arată că există o valoare limită (critică) a acestui număr sub care regimul este laminar și peste care devine turbulent. Astfel, în cazul curgerii prin tuburi de diametru $l$, avem următoarele situații:

- dacă Re < 2400 regimul este laminar, iar repartiția vitezelor moleculelor în secțiune este aproximativ parabolică la o distanță destul de îndepărtată de locul de intrare a acestora în conductă,
- dacă Re > 2400 regimul este turbulent și parabola de repartiție a vitezelor este mult mai aplatizată.

O altă delimitare a regimurilor de curgere se poate face cu ajutorul *numărului Knudsen* definit prin raportul dintre drumul liber mediu $d_m$ și dimensiunea caracteristică $l$ a incintei, respectiv,

$$K_n = \frac{d_m}{l}. \qquad \text{I.10}$$

Astfel:

- dacă $K_n \langle\langle 0{,}01$ regimul este vâscos,
- dacă $K_n \rangle 1$ regimul este molecular,
- dacă $K_n \sim 1$ nu se poate delimita un anume regim de curgere, fenomenele sunt complexe.

Experimental se constată că, într-un strat de fluid din imediata vecinătate a peretelui conductei numit "strat limită", regimul de curgere este totdeauna laminar, indiferent de natura curgerii în restul secțiunii conductei. Viteza reală de curgere variază în secțiunea transversală a conductei de la valoarea zero pe suprafața solidă de contact în stratul limită, la o valoare maximă. În calcule se ia viteza medie de curgere, $\bar{v}$, definită cu relația $\bar{v} = \frac{Q_m}{\rho S}$, unde $Q_m$ este debitul masic prin secțiunea transversală $S$ a conductei și $\rho$ densitatea fluidului.

După variația în timp a vitezei de curgere a diferitelor particule de fluid curgerea poate fi considerată staționară sau nestaționară. Astfel, dacă viteza de curgere a oricărui element de fluid ce trece printr-un punct dat este în orice moment aceeași (constantă), regimul de curgere se numește staționar sau permanent, în caz contrar regimul este nestaționar.

## I.1.3. Fenomene de transport în gaze

În toate stările de agregare apar fenomene de transport datorită unor neomogenități spațiale de densitate, temperatură sau viteză care, datorită agitației termice a moleculelor, conduc sistemul dintr-o stare de echilibru termodinamic în altă stare de echilibru termodinamic.

În caracterizarea fenomenelor de transport în gaze, pe lângă parametrii de stare cunoscuți, se folosește un nou parametru care caracterizează densitatea de curent $\vec{j}$ sau fluxul mărimii de

BCU / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

transportat (cantitatea de substanță, căldură sau impuls transportate în unitatea de timp prin unitatea de suprafața dispusă perpendicular pe direcția de transport).

Legile care guvernează fenomenele de transport în gaze, în regim staționar, sunt următoarele:

- *legea lui Fick* pentru transportul de substanță,

$$\vec{j} = -D\nabla n ,$$

unde $\vec{j}$ este densitatea "curentului" de difuzie, $n$ concentrația de gaz, iar $D$ coeficientul de difuzie,

- *legea lui Fourier* pentru transportul de căldură,

$$\vec{j} = -\chi\nabla T ,$$

unde $\vec{j}$ este densitatea "curentului" de căldură, $T$ temperatura gazului, iar $\chi$ coeficientul de conductibilitate termică,

- *legea lui Newton* pentru transportul de impuls,

$$\vec{j} = -\eta\nabla v ,$$

unde $\vec{j}$ este densitatea "curentului" de impuls, $v$ viteza elementului de fluid, iar $\eta$ coeficientul de vâscozitate dinamică.

În regim nestaționar legile se modifică astfel încât soluția ecuației de transport a mărimii, respectiv variația în timp a mărimii de transport ($n$, $T$, $v$) este de forma:

- $\Delta n = \Delta n_0 \exp(-t/\tau)$ pentru concentrația de particule,
- $\Delta T = \Delta T_0 \exp(-t/\tau)$ pentru temperatură,
- $\Delta v = \Delta v_0 \exp(-t/\tau)$, pentru viteză,

unde $\tau$ se numeşte timp de relaxare, este o constantă de timp a procesului şi reprezintă timpul după care se atinge starea staționară; la momentul $t = 0$, $\Delta n = \Delta n_0$, $\Delta T = \Delta T_0$ şi $\Delta v = \Delta v_0$.

În teoria cinetico-moleculară se pot calcula anumiți coeficienți care intervin în fenomenele de transport în gaze, respectiv coeficienții de difuzie, de conductibilitate termică şi de vâscozitate.

Coeficientul de difuzie se poate calcula cu relația $D = 1/3 d_m \bar{v}$ şi, având în vedere că $d_m \sim 1/P$ şi $\bar{v} \sim \sqrt{T}$, rezultă

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

că $D \sim \sqrt{T}$ , $D \sim 1/P$ și că produsul $D\rho = const.$ nu depinde de presiune.

Dacă ne referim la un gaz format dintr-o singură specie de molecule, fenomenul de transport se numește *autodifuzie*, iar $D$ coeficient de autodifuzie.

Într-un gaz cu două componente de concentrații $n_1$ și $n_2$, se definește coeficientul de difuzie reciprocă,

$$D_{12} = \frac{1}{3}\left[\frac{n_2}{n}\bar{v}_1 d_{m1} + \frac{n_1}{n}\bar{v}_2 d_{m2}\right] \text{ sau } \quad D_{12} = \frac{D_1 n_2 + D_2 n_1}{n}$$

unde $n = n_1 + n_2$, iar $D_1$ și $D_2$ sunt coeficienții de autodifuzie corespunzători gazelor 1 și 2.

La difuzia unui gaz într-un amestec, natura gazului este importantă, gazul mai ușor difuzând mai repede.

În regiunile cu gradient de temperatură poate să apară, pe lângă difuzia obișnuită, o *termodifuzie*, spre regiunile cu temperatură mai ridicată deplasându-se moleculele mai ușoare, iar spre cele mai reci (de ex., la peretele incintei) moleculele mai grele.

Difuzia gazelor prin orificii foarte fine sau prin pereți poroși se numește, de obicei, *efuzie* și, pentru a avea loc, este necesar un gradient de presiune. La presiuni foarte mici fenomenul se numește *efuzie moleculară*. Din ecuațiile teoriei cinetice se deduce că viteza de difuzie a unui gaz prin orificii fine este proporțională cu $1/\sqrt{\rho}$ și cu presiunea. Dintr-un amestec de gaze cel mai repede difuzează prin pereți poroși gazul cu masa moleculară sau densitatea cea mai mică, prin urmare hidrogenul are cea mai mare viteză de efuzie.

Efuzia datorată unui gradient de temperatură se numește *efuzie termică* sau *efect Knudsen* și constă în trecerea gazului prin peretele poros, din regiunea cu temperatură mai coborâtă în regiunea cu temperatură mai ridicată.

Coeficientul de conductibilitate termică se poate calcula cu relația $\chi = \frac{1}{3}\rho d_m \bar{v} c_v$ ($c_v$ este căldura specifică la volum constant) și, având în vedere că $\rho \sim P$ și $d_m \sim 1/P$, în condiții normale de presiune și temperatură, $\chi$ nu depinde de presiune. Totuși, s-a observat că la presiuni mici, unde gazele sunt foarte buni izolatori termici, $\chi$ este proporțional cu presiunea, de asemenea depinde de

BIBLIOTECA UNIVERSITY LIBRARY

temperatura şi natura gazelor (de ex., $\gamma$ este mai mare la gaze uşoare).

Coeficientul de vâscozitate dinamică se poate calcula cu relaţia $\eta = \frac{1}{3}\rho v_m d_m$ şi, având în vedere că $\rho \sim P$ şi $d_m \sim 1/P$ rezultă că, la presiuni mari şi temperatură constantă, $\eta$ este practic independent de presiune.

Raportul între coeficientul de vâscozitate dinamică $\eta$ şi densitatea $\rho$ a fluidului (în ipoteza ca este omogen) se numeşte coeficient de vâscozitate cinematică ($\upsilon_c = \eta / \rho$) astfel că relaţia I.9, respectiv numărul lui Reynolds, devine : $\mathrm{Re} = \frac{v_m l}{\upsilon_c}$.

La presiuni scăzute particulele se ciocnesc mai degrabă de pereţii incintei cărora le transmit impulsul lor, deci fenomenul de vâscozitate ca frecare internă între straturile de fluid îşi pierde sensul.

În **Tabelul I.3** prezentăm valorile coeficienţilor de transport pentru unele gaze, în condiţii normale, cu precizarea că există relaţii de calcul pentru evaluarea acestora la o anumită temperatură şi presiune. De exemplu, pentru coeficientul de difuzie se poate folosi următoarea relaţie de calcul

$$D = D_0 \frac{P_0}{P}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2}$$

| Gaz | Coeficientul de difuzie ($D$)x10$^{-6}$m$^2$/s | Coeficientul de conductibilitate termică ($\chi$)x10$^{-4}$ W/mK | Coeficientul de vâscozitate ($\eta$)x10$^{-6}$Ns/m$^2$ |
|---|---|---|---|
| $H_2$ | în aer-66,8 | 1630 | 8,42 |
| He | în aer-61,7 | 1440 | 18,80 |
| Ne | în Xe-19,3 | 460 | 31,10 |
| Ar | în aer-16,7 | 173 | 20,90 |
| Xe | în $N_2$-10,7 | 51 | 21,60 |
| $O_2$ | în Ar-16,6 | 244 | 20,30 |
| $N_2$ | în Ar-16,8 | 228 | 17,00 |
| $H_2O$ | - | 163 | 17,92 |
| Aer | în Ar-16,7 | 244 | 17,30 |
| CO | în He-61,9 | 221 | 16,60 |

**Tabel I.3.** *Coeficienţii de transport ai unor gaze la T=273K şi P=10$^5$Pa*

### I.1.4. Fenomene fizico-chimice în gaze rarefiate

În timpul operației de vidare precum și în incintele "vidate", comportarea gazelor se modifică. Astfel, la presiuni scăzute particulele se ciocnesc cu predilecție de pereți și mai puțin între ele, schimbul de energie se realizează în principal cu pereții incintei, iar în incintă se stabilește un echilibru dinamic între procesele de apariție și dispariție de particule de gaz (datorită unor procese ca adsorbția, desorbția, etc.).

Eficiența schimbului de energie între moleculele de gaz și pereții incintei se poate discuta printr-o mărime numită coeficientul de acomodare ($\alpha$) care depinde de temperaturile particulelor incidente ($T_{incident}$) și reflectate, respectiv cele care părăsesc peretele ($T_{reflectat}$), de natura și de starea suprafeței prin $T_{perete}$, de asemenea de natura gazului:

$$\alpha = \frac{T_{reflectat} - T_{incident}}{T_{perete} - T_{incident}} \qquad \text{I.11}$$

Dacă moleculele sunt in echilibru termic cu peretele ($T_{reflectat} = T_{perete}$) $\alpha$ este maxim (=1), iar dacă moleculele sunt reflectate fără schimb de energie cu peretele ($T_{incident} = T_{reflectat}$) $\alpha$ =0. Pentru gazele și suprafețele uzuale $\alpha$ are valori in domeniul 0,4 - 0,85.

Procesele fizico-chimice precum evaporarea și condensarea, adsorbția și desorbția, chemosorbția, etc., influențează obținerea "stării de vid".

### I.1.4.a. Vaporizarea-condensarea

În instalațiile de obținere a plasmei sunt prezenți adesea vapori de apă, vapori ai unor substanțe organice (de ex., de la uleiul de difuzie), bioxid de carbon, etc. În anumite condiții de temperatură și presiune se stabilește un echilibru dinamic între numărul de molecule desprinse din lichid prin vaporizare în unitatea de timp și numărul de molecule care condensează pe suprafața solidului sau a lichidului. Presiunea corespunzătoare acestei stări de echilibru se numește presiune de saturație, iar vaporii se numesc saturanți. Presiunea vaporilor saturanți, adică a vaporilor în echilibru dinamic cu lichidul din care provin, este independentă de volumul incintei, dar

depinde de natura şi temperatura lichidului. Un exemplu, la $0^0C$ presiunea de vapori saturanţi a apei este 610Pa, iar la $100^0C$ este $1,01X10^5Pa$, deci este egală cu presiunea atmosferică la nivelul mării. La presiuni mici şi temperaturi mari, toţi vaporii tind spre o comportare de gaz perfect. În tehnica de obţinere a "stării de vid" sunt importante substanţele a căror presiune de vapori este cât mai mică.

Un caz particular de vaporizare este evaporarea, un fenomen superficial de vaporizare care nu afectează masa lichidului. La limita saturaţiei, căldura necesară tranziţiei de fază este preluată din masa de lichid şi, ca urmare, în stratul superficial, presiunea de vapori scade datorită răcirii lichidului.

În procesele de vaporizare-evaporare-condensare la o suprafaţa solidă aflată în vid distingem două situaţii:

- procesele decurg în condiţii izoterme, situaţie în care viteza procesului, respectiv numărul de molecule care se evaporă ($n_{evap}$) sau condensează ($n_{condens}$) pe unitatea de suprafaţa, în unitatea de timp, se poate calcula cu o relaţie de forma,

$$\frac{dn_{evap}}{dt} = \frac{dn_{condens}}{dt} = \frac{P}{\sqrt{2\pi mRT}} \qquad \text{I.12}$$

unde $T$ şi $P$ sunt temperatura si, respectiv presiunea de vapori;

- procesele au loc în condiţii neizoterme, situaţie în care viteza procesului depinde nu numai de temperatură şi presiune (relaţia I.12), dar şi de transportul de energie (căldură) la suprafaţa solidă.

### I.1.4.b. Adsorbţia - desorbţia

Pe suprafeţe solide se poate produce în mod continuu o acumulare a moleculelor din faza gazoasă. Dacă moleculele rămân pe suprafaţa solidului în concentraţie mai mare decât în restul incintei fenomenul se numeşte adsorbţie, dacă pătrund în interiorul solidului repartizându-se mai mult sau mai puţin uniform, fenomenul se numeşte absorbţie. După natura interacţiilor care se manifestă între suprafaţa solidului (adsorbant) şi moleculele de gaz care se adsorb (adsorbat) distingem fie o adsorbţie fizică, în care fixarea moleculelor se face prin legături van der Waals, fie o adsorbţie chimică (chemosorbţie) realizată prin legături de natură chimică.

Adsorbţia fizică nu necesită o energie de activare, este deci un fenomen spontan, se desfăşoară cu viteze comparabile cu viteza

de impact molecular, echilibrul adsorbție - desorbție stabilindu-se ușor la temperaturi joase, respectiv la temperaturi mult sub punctul de fierbere al adsorbatului.

La presiuni joase practic toată cantitatea de gaz este adsorbită în strat monomolecular (stratul format de atomi sau molecule aranjate una lângă alta în același plan). Dacă $d$ este diametrul moleculei, $1/d^2$ reprezintă numărul de molecule din monostrat pe unitatea de suprafață.

Dacă presiunea gazului depășește o anumită limită se produce o creștere bruscă a adsorbției, datorită unei lichefieri a gazului în capilarele suprafeței. Fenomenul se numește condensare capilară și se produce numai când substanța poate fi lichefiată la temperatura și presiunea respectivă.

În legătură cu fenomenul de adsorbție fizică este important să definim anumite mărimi caracteristice întrucât ele "controlează" procesul de vidare. Aceste mărimi sunt: căldura de adsorbție, viteza de adsorbție, timpul de ședere al moleculelor pe suprafață, timpul de formare a unui monostrat.

♦ *Căldura de adsorbție* ($Q_{ads}$) reprezintă energia necesară pentru eliberarea moleculei adsorbită la o suprafață. Experiența arată că în toate cazurile de adsorbție fizică cât și în majoritatea cazurilor de chemosorbție se degajă căldură, ceea ce înseamnă că adsorbția fizică este un proces exoterm. $Q_{ads}$ variază de la câteva kcal/mol la zeci de kcal/mol energie adsorbită (sau 2-4 eV/mol) și depinde atât de natura gazului adsorbit cât și de natura și temperatura suprafeței. De ex., $Q_{ads}$ a moleculelor de $H_2$ pe suprafețe de Wolfram la -80$^0$C este 40kcal/mol, scade la 18kcal/mol când acoperirea suprafeței se apropie de saturație, iar la 400$^0$C începe deja procesul de desorbție.

Din experiențe se observă că, la începutul adsorbției, $Q_{ads}$ are valori mai mari și descrește progresiv pe măsură ce suprafața solidului se acoperă cu molecule de adsorbat.

♦ *Viteza de adsorbție* se calculează cu o relație de forma

$$\frac{dn_{ads}}{dt} = -\theta n_{ads} \exp(-Q_{ads}/RT) \qquad \text{I.13}$$

unde $\theta$ este gradul de acoperire a suprafeței și $T$ temperatura acesteia.

BCU IAȘI CENTRUL UNIVERSITAR LIBRARY

♦ *Cantitatea de gaz adsorbit* ($n_{ads}$) depinde de natura şi presiunea gazului, de temperatura suprafeţei adsorbante, precum şi de mărimea şi natura acesteia.

Dependenţa cantităţii de gaz adsorbit pe unitatea de suprafaţă ($n_{ads}$) de presiune, la o anumită temperatură a suprafeţei, se numeşte izotermă de adsorbţie şi ea se determină experimental pentru diferite perechi adsorbat-adsorbant (Fig. I.3). Regiunea (1) corespunde presiunilor mici ($P<P_1$), unde se observă o creştere aproximativ liniară a cantităţii de gaz adsorbit cu presiunea. Dacă regiunile (1) şi (2) corespund unui strat monomolecular adsorbit, regiunea (3) corespunde adsorbţiei unor straturi multimoleculare.

Formele izotermelor de adsorbţie sunt destul de diferite. Din analiza acestora se observă că, la temperatura camerei si presiuni foarte joase, cantitatea de gaz adsorbit este foarte mică, dar la temperaturi joase adsorbţia gazului creşte cu presiunea (Fig.I.3). Acest fapt este folosit în tehnica vidului înalt, respectiv în pompele de sorbţie.

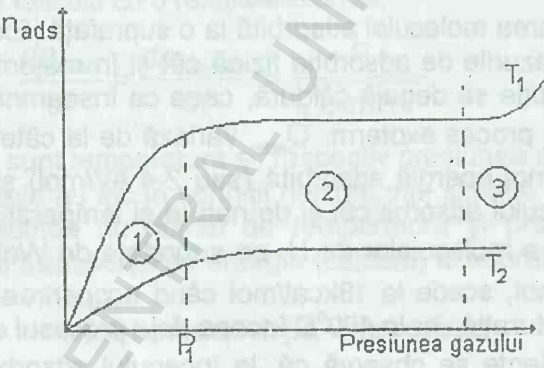



**Fig. I.3** *Izoterme de adsorbţie obţinute experimental* ($T_1<T_2$)

Pe baza teoriei cinetico-moleculare a gazelor, Langmuir propune o relaţie (izotermă de adsorbţie) pentru studiul adsorbţiei gazelor pe solide. El consideră formarea unui strat monomolecular de adsorbat presupunând că pe suprafaţa adsorbantului există centre active de adsorbţie echivalente din punct de vedere energetic, în egală măsură accesibile pentru moleculele de adsorbat şi repartizate uniform pe suprafaţă; de asemenea, se presupune că între moleculele adsorbite nu există interacţiuni reciproce (moleculele sunt libere pe suprafaţă), capabile să modifice caracterul şi tăria forţelor

BCU / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

de adsorbție, nu există influența temperaturii, iar la echilibru avem saturația tuturor centrilor activi de pe suprafață.
Cu aceste ipoteze se propune relația

$$\frac{n^*_{ads}}{n_{ads}} = \frac{bP}{1+bP},$$ care se numește izoterma lui Langmuir, unde $n_{ads}$ reprezintă numărul de molecule adsorbite în cazul ocupării tuturor centrelor active de pe suprafață, $n^*_{ads}$ numărul de molecule adsorbite în cazul unei ocupări parțiale, $P$ presiunea gazului, iar $b = K_{ads} / K_{desorb}$ o constantă de echilibru între procesele de adsorbție și desorbție. În cazul adsorbției de straturi multimoleculare se utilizează o relație mai complicată - izoterma BET.

♦ *Timpul de ședere* ($\tau$) al moleculei adsorbite pe suprafață, respectiv timpul între momentul sosirii și momentul când ea se reevaporă, se poate calcula cu o relație propusă de Frenkel

$$\tau = \tau_0 \exp(Q_{ads} / RT) \qquad \text{I.14}$$

unde $\tau_0$ este perioada de vibrație a moleculei adsorbită, cu valori între $10^{-12}$ - $10^{-14}$ sec.

Frenkel a sugerat că timpul de ședere $\tau$ este legat de perioada de vibrație a moleculelor adsorbite în direcția perpendiculară la suprafață și că variază intr-un domeniu foarte larg, funcție de $Q_{ads}$. Astfel, la o temperatură a suprafeței de 293 $K$, $\tau$ poate varia de la $10^{-10}$ sec dacă $Q_{ads}$ =0,2eV, la 2 săptămâni dacă $Q_{ads}$ =1,1eV.

Timpul de ședere al moleculei adsorbite pe suprafața ($\tau$) nu trebuie confundat cu timpul de formare a unui monostrat ($\tau_{monostrat}$), care se calculează cu o relație de forma:

$$\tau_{monostrat} = \sqrt{\frac{2\pi M}{RT}} \frac{1}{nd^2} \qquad \text{I.15}$$

Pe măsura formării de monostraturi presiunea va începe să crească din nou, astfel că eficacitatea de adsorbție a suprafeței se va micșora în timp.

În general, putem spune că nu există suprafețe fără molecule adsorbite, posibil doar în primele secunde după ce suprafața este decapată sau preparată sub un vid ultra-înalt.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Absorbția de atomi sau molecule pe suprafețe include ca fază preliminară adsorbția de particule, urmată de difuzia acestora în solid. Fenomenul este complex, în acest caz modificându-se atât structura dar şi natura chimică a solidului. În general viteza de absorbție este mai mică decât cea de adsorbție.

| Presiunea (Pa) | $10^5$ | $10^2$ | 1 | $10^{-4}$ | $10^{-8}$ | $10^{-10}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Timpul de formare a unui monostrat $\tau_{monostrat}$ (sec) | 2,4 $\times 10^{-9}$ | 2,4 $\times 10^{-6}$ | 2,4 $\times 10^{-4}$ | 2,4 | 2,4 $\times 10^{4}$ | 2,4 $\times 10^{6}$ |

**Tabel I.4.** *Timpul de formare a unui monostrat de gaz (aer) pe o suprafață, la 293K, în funcție de presiune.*

Desorbția este fenomenul invers adsorbției şi este un proces endoterm. Cantitatea de gaz adsorbit pe suprafețe solide ar creşte mereu dacă nu ar exista fenomenele de desorbție şi de recombinare.

Frenkel a studiat fenomenele de adsorbție - desorbție şi a arătat că viteza de desorbție a moleculelor adsorbite pe suprafață se poate calcula cu o relație de forma:

$$\frac{dn_{desorb}}{dt} = \frac{n_{ads}}{\tau} \exp(-Q_{desorb} / RT) \qquad \text{I.16}$$

unde $n_{ads}$ este numărul de particule adsorbite de suprafață, $Q_{desorb}$ energia de desorbție (în kcal/mol), $\tau$ perioada vibrațiilor moleculei (o constantă de timp a procesului).

În ce priveşte viteza de desorbție, ea este favorizată de scăderea presiunii şi încălzirea pereților; astfel, scăderea presiunii, însoțită de creşterea temperaturii, determină o creştere a agitației termice a atomilor de gaz de la suprafața solidului, ceea ce uşurează desprinderea acestora, conținutul de gaz pe suprafață apropiindu-se de echilibru cu presiunea gazului înconjurător.

Într-o incintă în care se face "vid", procesul de desorbție depinde de $Q_{desorb}$, de temperatură şi presiune, de asemenea de natura gazelor şi a suprafețelor. Astfel,

- dacă $Q_{desorb} \langle 15 kcal / mol$, gazul se îndepărtează uşor şi în timp scurt, astfel că procesul de desorbție nu permite atingerea unei presiuni scăzute în incintă,

- dacă $Q_{desorb} \rangle 25 kcal/mol$, desorbția gazului de pe suprafață se face destul de greu și nu influențează obținerea de presiuni finale foarte scăzute,
- dacă $15 kcal/mol \langle Q_{desorb} \langle 25 kcal/mol$, vitezele de desorbție ale particulelor sunt ridicate, ceea ce face imposibilă obținerea unor presiuni scăzute la temperatura mediului ambiant.

Desorbția reprezintă una din cauzele care limitează viteza de obținere precum și "calitatea vidului", în cazul vidului înalt și ultra înalt. Astfel, viteza de pompare necesară pentru obținerea unei presiuni date este determinată de procesele de desorbție și nu de volumul incintei. În tehnica vidului ne interesează, în primul rând, desorbția de oxigen, hidrogen și vapori de apă de pe suprafețe. Încălzirea incintelor de vidat poate să reducă nu numai presiunea finală cu un ordin de mărime dar și timpul de obținere a acestei presiuni. De ex., dacă pereții unei incinte se află la temperatura camerei, desorbția vaporilor de apă se face în sute de ore de pompare, iar dacă aceștia se încălzesc peste $100^0$ C, desorbția se face în câteva ore.

Precizăm că, în general, termenul de degazare este mai larg decât cel de desorbție, în sensul că se referă la toate fenomenele legate de eliberarea moleculelor de gaz adsorbite sau absorbite pe suprafețe, prin urmare include și desorbția.

Chemosorbția necesită energii de activare ale căror valori sunt comparabile cu energiile implicate în reacțiile chimice propriu-zise (zeci de kcal/mol până la sute de kcal/mol), ceea ce înseamnă că se formează legături chimice adsorbat-adsorbant. Spre deosebire de adsorbția fizică care este reversibilă, chemosorbția este ireversibilă, la creșterea temperaturii nu se mai desorb moleculele adsorbite ci altele noi. Mai mult, anumite caracteristici ale adsorbantului (proprietăți electrice, magnetice, etc.) se modifică în urma chemosorbției, iar variația lucrului de extracție al adsorbantului permite să se determine tipul de legătură care se stabilește intre adsorbat și adsorbant. În cazul chemosorbției, cantitatea de gaz adsorbită nu depinde de presiune decât la presiuni foarte scăzute dar, un fapt important și specific, un gaz chemosorbit chiar la presiune foarte scăzută nu este desorbit decât prin încălzire foarte puternică a adsorbantului.

BCU "TRANSILVANIA" BIBLIOTECA CENTRALĂ

## 1.2. Obținerea stării de "vid"

### 1.2.1. Mărimi şi unităţi în tehnica vidului

În acord cu *Societatea Americană de Vid*, "vidul" reprezintă o stare a gazului caracterizată printr-o presiune inferioară presiunii atmosferice ($1{,}013 \times 10^5$Pa) sau printr-o densitate de molecule mai mică decât $2{,}5 \times 10^{25}$molecule/m$^3$. Dacă limita superioară a stării de "vid" este definită, limita inferioară nu poate fi precizată întrucât ea scade continuu odată cu perfecționarea tehnicilor de obținere şi de măsură. Această stare se obține prin micşorarea numărului de particule dintr-o incintă până la o anumită valoare care se exprimă de obicei prin presiunea respectivă. Un vid perfect ar însemna absența totală a moleculelor dintr-o incintă.

**a).Presiunea** reprezintă forța exercitată de particulele de gaz pe unitatea de suprafață a pereților incintei. Unitatea de măsura pentru presiune în S.I. este Pascalul:

$$[P]_{SI} = \text{N/m}^2 \qquad 1\text{N/m}^2 = 1\text{Pa (Pascal)}$$

În **Tabelul I.5** prezentăm unitățile de măsură pentru presiune utilizate în tehnica vidului.

La o temperatură dată, aceeaşi cantitate de gaz poate ocupa fie un volum mic la presiune mare, fie un volum mare la presiune mică. La temperatura respectivă, presiunea $P$ este independentă de natura gazului şi depinde numai de densitatea $n$ ($n = N/V$), adică

$$P = nRT/N_A \qquad \text{I.17}$$

Aceasta înseamnă că la $T = const.$, "starea de vid" se discută fie prin $P$, fie prin $n$. În cele ce urmează prezentăm domeniile de vid şi unele din caracteristicile lor.

Domeniul de <u>vid grosier</u> (low vacuum) se caracterizează prin:

- presiuni în domeniul: $10^5$ Pa – $10^2$ Pa (densități de particule: $10^{26}$m$^{-3}$ - $10^{22}$m$^{-3}$),
- fracțiuni din presiunea atmosferică şi reprezintă domeniul frigotehniei,
- regimul de curgere al gazului este turbulent şi/sau laminar,
- nu există influența pereților asupra presiunii,
- se obține de obicei cu ajutorul pompelor primare, de ex., cu pompele mecanice.

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Domeniul de vid mediu: (medium vacuum sau fine vacuum) se caracterizează prin:

- presiuni în domeniul: $10^2$ Pa – $10^{-1}$ Pa ($10^{22}m^{-3}$ –$10^{19}m^{-3}$),
- este domeniul distilării sub vid, iar fenomenele legate de presiunea de vapori sunt importante,
- regimul de curgere este laminar, uneori molecular,

| Unități de măsură pentru presiune | 1N/m2 (Pa) | 1 Torr (1mm col. Hg) | 1 atm | 1 at (1 kgf/ cm$^2$) | 1 bar (1daN/cm$^2$) | 1 barye (1 dyn/ cm$^2$) | 1 PSI (1 lb/ in$^2$) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 N/m$^2$ | 1 | $7,5x10^{-3}$ | $9,87x10^{-6}$ | $1,019x10^{-5}$ | $10^{-5}$ | 10 | $1,45x10^{-4}$ |
| 1Torr | $1,333x10^{2}$ | 1 | $1,33x10^{-3}$ | $1,36x10^{-3}$ | $1,33x10^{-3}$ | $1,33x10^{3}$ | $1,93x10^{-2}$ |
| 1 atm | $1,013x10^{5}$ | 760 | 1 | 1,033 | 1,013 | $1,013x10^{6}$ | 1,47x10 |
| 1 at | $9,8x10^{4}$ | 735,5 | 0,97 | 1 | 0,98 | $9,8x10^{5}$ | 1,42x10 |
| 1 bar | $10^{5}$ | 750 | 0,98 | 1,02 | 1 | $10^{6}$ | 1,45x10 |
| 1barye | $10^{-1}$ | $7,5x10^{-4}$ | $9,8x10^{-7}$ | $1,02x10^{-6}$ | $10^{-6}$ | 1 | $1,45x10^{-5}$ |
| 1PSI | $6,89x10^{-10}$ | 5,17x10 | $6,8x10^{-1}$ | $7,03x10^{-3}$ | $6,89x10^{-2}$ | $6,89x10^{-8}$ | 1 |

Tabel 1.5

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- caracteristici ale gazului precum vâscozitatea și conductibilitatea termică variază cu presiunea,
- se obține de obicei cu ajutorul pompelor mecanice.

Domeniul de vid înalt (high vacuum) și ultra-înalt (ultra-high vacuum) se caracterizează prin:

- presiuni în domeniul: $10^{-1}$Pa - $10^{-5}$Pa ($10^{19}$m$^{-3}$ – $10^{15}$m$^{-3}$) și respectiv $10^{-5}$ Pa – $10^{-12}$ Pa ($10^{15}$m$^{-3}$ –$10^{8}$ m$^{-3}$),
- este domeniul de funcționare al tuburilor electronice, acceleratoarelor de particule, etc.,
- regimul de curgere este totdeauna molecular,
- procesele la pereți sau la orice suprafețe introduse în incintă (de ex., sonde, electrozi) sunt importante, în principal procesele de sorbție/desorbție,
- se obține cu ajutorul pompelor secundare (de ex., al pompelor de difuzie).

**b) Densitatea de particule** dintr-o incintă se calculează cu relația (rezultă din I.17):

$$n = 7.244 \times 10^{22} P / T \qquad \text{(particule / m}^3\text{)} \qquad \text{I.18}$$

$n$ variază într-un domeniu foarte larg, de la $10^{26}$ particule / m$^3$ (la presiunea de $10^{5}$Pa) la $10^{8}$ particule / m$^3$ (la presiunea de $10^{-12}$Pa).

**c) Debitul masic** reprezintă mărimea fizică numeric egală cu cantitatea de gaz care traversează o secțiune dată în unitatea de timp:

$$Q_m = \frac{dm}{dt} \qquad \text{(Kg/s sau Kg/h)} \qquad \text{I.19}$$

unde $m$ ($m = \rho V$) este masa de gaz, $\rho$ masa unității de volum, iar $V$ volumul incintei.

**d) Debitul volumic** al unei pompe printr-o suprafață dată reprezintă mărimea fizică numeric egală cu volumul de fluid ce trece în unitatea de timp prin acea suprafață

$$Q_V = dV / dt \quad \text{(m}^3\text{/s)} \qquad \text{I.20}$$

De obicei, capacitatea de pompaj a unei pompe se exprimă prin $Q_V$, se mai numește viteza de pompare și se notează cu $v_{pompare}$ sau cu $S_P$ ($S_P$ - pumping speed). Din relațiile I.19 și I.20 rezultă că

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$Q_m = \rho Q_v$

**e) Fluxul de gaz** se definește prin relația

$$\Phi = P\frac{dV}{dt} = K_B T\frac{dn}{dt} \text{ (Pa m}^3\text{/s)} \qquad \text{I.21}$$

unde $K_B$ este constanta Boltzmann.

Dacă considerăm un gaz la presiunea $P$ aflat într-o incintă de volum $V$ racordată la un sistem de vidare cu debitul volumic $Q_V$, utilizând relațiile I.19, I.20 și I.21, obținem pentru fluxul de gaz evacuat relațiile:

$$\Phi = \frac{Q_m P}{\rho} \quad \text{sau} \quad \Phi = v_{pompare} P \qquad \text{I.22}$$

Evident, mărimile $Q_m$, $Q_V$ și $\Phi$ se definesc numai în regim de mișcare (regim de evacuare) a gazului, iar relațiile de mai sus sunt valabile în condiții izoterme.

**f) Conductanța**

Pompa de vid este rareori legată direct la o incintă cu gaz, legătura realizându-se prin canale (racorduri) de diferite secțiuni și lungimi care împiedică sau favorizează curgerea gazului și deci modifică capacitatea de pompaj a pompei, respectiv $Q_V$ ($v_{Pompare}$) al pompei la nivelul incintei.

Fie un gaz care circulă de la incintă spre pompa de vid printr-o conductă cu secțiunile $A_1$ $A_2$ (**Fig. I.4**). Aplicând legea de conservare a fluxului, din relațiile I.22 obținem:

$$\Phi = Q_{v1}P_1 = Q_{v2}P_2 \text{ și } \Phi = C(P_1 - P_2) \qquad \text{I.23}$$

sau

$$\frac{1}{Q_{v_2}} = \frac{1}{Q_{v_1}} + \frac{1}{C} \qquad \text{I.24}$$

unde $C$ este o constantă, se numește conductanța canalului și caracterizează capacitatea ("abilitatea") acestuia de a conduce gazul spre evacuare. Mărimile $C$ și $Q_v$ au aceeași unitate de măsură, respectiv m$^3$/s, dar nu sunt sinonime. Deși $C$ este o proprietate geometrică a liniei de evacuare, depinde de natura și temperatura gazului prin presiunea medie și, de asemenea, de vâscozitatea dinamică a gazului.

BCUVS / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

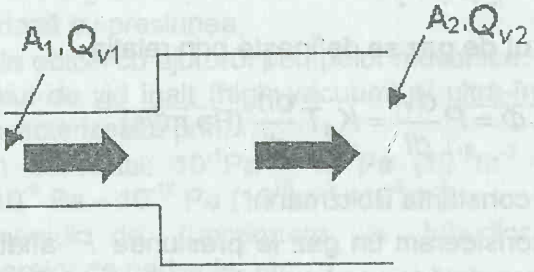



Fig. I.4

Datorită lui $C$ apare diferența de presiune $P_1 - P_2$ (numită "pierdere de sarcină") de-a lungul racordului. Utilizând denumirea obișnuită din tehnica vidului pentru debitul volumic, respectiv de viteza de pompare, relația I.24 devine:

$$\frac{1}{V_{Pompare_2}} = \frac{1}{V_{Pompare_1}} + \frac{1}{C} \qquad \text{I.25}$$

Relația I.25 reprezintă *ecuația fundamentală a sistemului de vidare* și permite să se determine $v_{pompare_1}$ într-o regiune 1, de-a lungul racordului de evacuare a gazului, cunoscând $v_{Pompare_2}$ în regiunea 2 și conductanța $C$ a racordului între cele 2 regiuni (Fig. I.4).

Din relația I.24 este evident că o micșorare a conductanței racordului de evacuare micșorează debitul de gaz, adică viteza de pompare la nivelul incintei. Este ca și cum racordul (canalul) ar opune o rezistență mai mare sau mai mică în procesul de evacuare a gazului. În acest sens există o analogie între conductanța $C$ din instalațiile de vid și mărimea similară $(1/Z)$ dintr-un circuit electric de curent continuu. Astfel, dacă admitem că, la curgerea gazului, $\frac{1}{C}$ corespunde unei impedanțe $Z$, $P_1 - P_2$ unei căderi de tensiune $U_1 - U_2$, iar fluxul $\Phi$ ar fi analog intensității curentului electric $I$, se poate scrie o relație similară *legii lui Ohm*, respectiv,

$$C = \frac{\Phi}{P_1 - P_2}$$

BCU IAȘI - FIZICĂ - UNIVERSITY LIBRARY

În scopul obținerii unei anumite viteze de pompare la nivelul incintei, se pot imagina diferite conexiuni de racorduri care leagă incinta de pompa de vid. Astfel, continuând analogia cu fenomenele electrice, conductele se pot lega în serie (unele după altele), în paralel (unele lângă altele) sau mixt.

În cazul *legării în serie* (Fig. I.5) a mai multor racorduri cu conductanțele $C_i$, conductanța echivalentă se calculează cu relația

$$\frac{1}{C_{totală}} = \sum_i \frac{1}{C_i} \quad , \qquad 2.26$$

iar la *legarea în paralel* (Fig. I.6) cu relația

$$\frac{1}{C_{totală}} = \sum_i \frac{1}{C_i} \qquad 2.27$$

În cazul *legării mixte* conductanța echivalentă se obține printr-un calcul separat al conductanțelor legate în serie și paralel. Aceste formule sunt foarte importante în domeniul vidului înalt și ultra înalt, unde racorduri cu forme foarte diferite se asociază adecvat pentru obținerea celei mai mari conductanțe posibile.

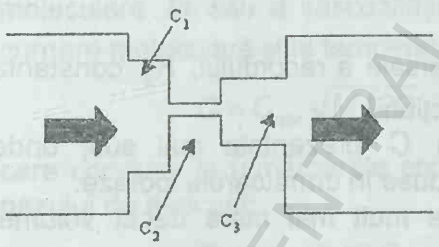



Fig. I.5

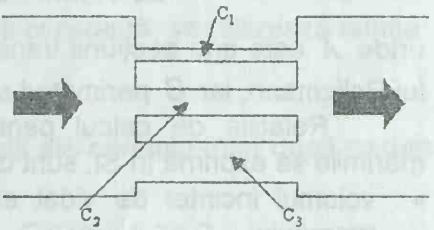



Fig. I.6

Pentru un anumit racord între incintă și pompa de vid, conductanța $C$ depinde de forma geometrică și dimensiunile racordului, de regimul de curgere a gazului, precum și de natura gazului. Există diferite modalități teoretice de calcul a lui $C$, de ex., aplicând legile lui Poiseuille din mecanica fluidelor pentru curgerea în regim laminar sau metode statistice, de ex., metoda Monte Carlo aplicată regimului de curgere molecular al gazelor.

În cele ce urmează vom prezenta unele formule de calcul pentru $C$ care, deși aproximative, sunt utile și corespund verificărilor

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

experimentale. Astfel, în următoarele condiții experimentale se pot utiliza anumite formule de calcul pentru $C$:

la curgerea turbulentă prin racorduri cilindrice

$$C = \frac{\pi}{4}\sqrt{\frac{P_1+P_2}{P_1-P_2}\frac{d^5}{fLM}RT}$$

unde $d$ și $L$ sunt diametrul și lungimea racordului, $M$ masa molară și $T$ temperatura gazului, $R$ constanta universală a gazelor, $f$ un coeficient de frecare determinat experimental, iar $P_1$ și $P_2$ presiunile la capetele racordului;

la curgerea laminară prin racorduri cilindrice

$$C = \frac{\pi d^4}{128\eta L}\left(\frac{P_1+P_2}{2}\right)$$

unde $\eta$ este vâscozitatea dinamică a gazului;

la curgerea moleculară prin racorduri cu forma secțiunii diferită, inclusiv cilindrică (relația lui Knudsen)

$$C = \frac{4}{3L}\sqrt{\frac{8K_BT}{\pi M}}\frac{A^2}{B}$$

unde $A$ este aria secțiunii transversale a racordului, $K_B$ constanta lui Boltzmann, iar $B$ perimetrul secțiunii.

Relațiile de calcul pentru $C$ prezentate mai sus, unde mărimile se exprimă în SI, sunt deduse în următoarele ipoteze:

- volumul incintei de vidat este mult mai mare decât volumul racordului,
- secțiunea racordului este constantă,
- procesul de vidare are loc în condiții izoterme,
- racordurile sunt suficient de lungi (experiența arată că $L$ ar trebui să fie de aprox. $4x d$) încât să nu existe efecte de margine,
- în cazul curgerii moleculare se neglijează influența pereților laterali ai racordului (practic sunt la infinit),
- conductanțele de intrare și de ieșire ale racordului sunt neglijabile, deși se știe că prezența unei diafragme reduce considerabil $C$.

BCU "LUCIAN BLAGA" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

De obicei trecerea de la regimul de curgere turbulent la cel molecular nu este bruscă ci treptată, cele două regimuri coexistă astfel că, un calcul riguros a lui $C$ implică utilizarea relației:

$$C_{totală} = C_{turbulentă} + C_{moleculară}$$

*Observații*

1. Racordurile scurte (utilizate în special în obținerea vidului înalt și ultra înalt) introduc o conductanță mai mare decât cele lungi având aceeași secțiune; dacă lungimea racordului tinde la zero, devin importante conductanțele diafragmei de intrare și de ieșire.
2. Un racord cilindric introduce o conductanță mult mai mare decât unul de forma rectangulară, chiar dacă suprafața secțiunii este aceeași.
3. Capcanele utilizate pentru a împiedica retrodifuzia uleiului din pompa de difuzie către incintă introduc o conductanță care se ia în calculul conductanței totale.
4. Pentru racorduri de secțiuni variabile se pot stabili legități de asociere de conductanțe pe diferite porțiuni de-a lungul sistemului de vidare.
5. $C$ depinde de natura gazului (prin intermediul masei moleculare $M$ sau a vâscozității dinamice $\eta$). Astfel, în regim de curgere moleculară și la temperatură constantă, se utilizează relația

$$C = C_{aer}\sqrt{M/29}$$

care conduce la următoarele corecții ale conductanței după natura gazului de evacuat:

$$C(\mathrm{He}) = 2{,}67\,C_{aer}, \quad C(\mathrm{H_2}) = 3{,}78\,C_{aer},$$

$$C(\mathrm{H_2O\text{-}vapori}) = 1{,}26\,C_{aer} \quad C(\mathrm{Ar}) = 0.85\,C_{aer}$$

6. Conductanța unui racord dat depinde de temperatura gazului după o relație de forma

$$C_T = C_{293}\sqrt{T/293}$$

## I.2.2. Sisteme de vidare - generalități

Reducerea presiunii dintr-o incintă se realizează in principal prin următoarele metode:

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- *deplasarea "fizică"* a moleculelor de gaz şi *evacuarea* lor din incintă în urma unor procese de comprimare-destindere a gazului, sau pe baza efectelor de vâscozitate sau difuzie

ale acestora,

- prin *reţinerea* lor în interiorul sistemului de vidare, în urma unor procese de adsorbţie şi condensare pe anumite suprafeţe, folosind substanţe chimice care reacţionează cu gazul sau dispozitive care ionizează moleculele de gaz deplasând astfel faza gazoasă din incintă prin intermediul câmpului electric.

**Părţile componente** ale unui sistem de vidare sunt: incinta de vidat, pompele de vid, orificii de evacuare sau admisie, capcane, racorduri de legătură, sonde, robineţi, instrumente de măsură a presiunii. Forma, mărimea şi numărul acestor părţi componente depind, în final, de presiunea limită şi scopul pentru care se realizează depresurizarea incintei.

**Parametrii** pompelor de vid reprezintă anumite mărimi fizice care permit cunoaşterea limitelor în care operează acestea precum şi performanţele lor. Cei mai importanţi parametri sunt presiunea iniţială, presiunea limită şi viteza de pompare.

*1). Presiunea iniţială* (de admisie maximă sau contrapresiune maximă), adică cea mai mare presiune de la care pompa începe sa funcţioneze; unele pompe funcţionează de la presiunea atmosferică (de ex., pompele mecanice), altele necesită un vid preliminar (de ex., pompele de difuzie sau ionice).

*2). Presiunea limită* $P_0$ (de bază), adică cea mai mică presiune pe care o realizează pompa într-o incintă; această mărime se poate deduce din curba caracteristică a unei pompe de vid (**Fig. I.7**) numită şi caracteristică de funcţionare sau caracteristică de pompaj; se observă că, după un timp, pompa realizează un vid care nu mai scade oricât ar fi timpul de funcţionare al acesteia; presiunea limită depinde de anumite caracteristici ale sistemelor de vidare, de ex., la pompele ce funcţionează cu fluid de lucru, este evident că nu se poate obţine o presiune mai mică decât cea corespunzătoare tensiunii de vapori a fluidului la temperatura de funcţionare. Presiunea limită depinde nu numai de performanţele pompei, dar şi de calităţile uleiului şi a suprafeţelor, respectiv de existenţa unor surse de gaz pe suprafaţă (orificii, contaminări cu vapori, gaze adsorbite, etc.); există posibilitatea să micşorăm presiunea limită prin utilizarea unor capcane de răcire a gazului.

*3). Viteza de pompare* (se notează cu $v_{pompare}$ sau cu $Q_{Vefectiv}$ sau cu $S_P$) nu poate fi definită "clasic", respectiv prin volumul sau masa de gaz evacuată de pompă în unitatea de timp, întrucât presiunea gazului scade mereu și definiția nu este aplicabilă; mai mult, în timpul funcționării, se definește o viteză de pompare care depinde de conductanța "circuitului "de vidare prin relația

$$\frac{1}{v_{pompare\ efectiv}} = \frac{1}{v_{pompare}} + \frac{1}{C_{totală}} \qquad \text{I.28}$$

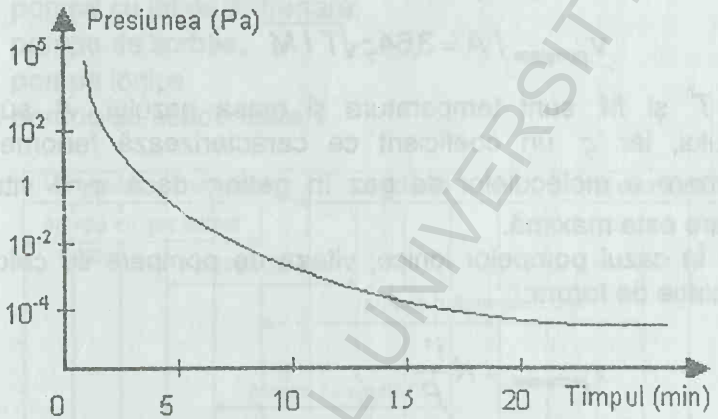



**Fig. I.7.** *Curba caracteristică de funcționare a unei pompe de vid*

unde $v_{pompare}$ este viteza de pompare la nivelul pompei, $v_{pompare\ efectiv}$ viteza de pompare la nivelul incintei, iar $C_{totală}$ este conductanța totală a racordurilor de legătură incintă-pompă.

În ipoteza că gazul suferă o transformare izotermă, viteza de pompare se poate scrie sub forma

$$v_{pompare} = -V\frac{dP}{(P-P_0)dt} \qquad \text{I.29}$$

Prin integrarea relației I.29 se obține o formulă de calcul pentru viteza de pompare, respectiv

$$v_{pompare} = \frac{V}{t_2 - t_1}\ln\frac{P_1 - P_0}{P_2 - P_0} \qquad \text{I.30}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde $V$ este volumul incintei, $P_1$ şi $P_2$ presiunile obţinute în incintă la momentele de timp $t_1$ şi $t_2$, iar $P_0$ presiunea limită a pompei.

Relaţia I.30 se aplică în general la pompele care au $P_0$ foarte scăzută. Este evident că viteza de pompare se defineşte la diferite momente de timp în decursul funcţionării pompei de la presiunea iniţială la presiunea limită.

Viteza de pompare depinde sau nu de presiune, într-un mod care depinde de tipul de pompă. Astfel, în cazul pompelor cu getteri viteza de pompare raportată la unitatea de suprafaţă a getterului, se calculează cu o relaţie aproximativă de forma:

$$v_{pompare} / A = 3{,}64\varsigma\sqrt{T / M} \qquad \text{I.31}$$

unde $T$ şi $M$ sunt temperatura şi masa gazului, $A$ suprafaţa getterului, iar $\varsigma$ un coeficient ce caracterizează fenomenul de pătrundere a moleculelor de gaz în getter; dacă $\varsigma = 1$ viteza de pompare este maximă.

În cazul pompelor ionice, viteza de pompare se calculează cu o relaţie de forma:

$$v_{pompare} = K\frac{i^+}{P} \qquad \text{I.32}$$

unde $i^+$ este curentul de ioni, $K$ o constantă de valoare aproximativă 0,07, $P$ presiunea din incintă, iar raportul $i^+ / P$ se numeşte sensibilitatea pompei.

*4). Timpul* ($t$) de atingere a presiunii limită sau durata de realizare a unei presiuni date $P$, se obţine din relaţia I.29, prin integrare:

$$t = \frac{V}{v_{pompare}} \ln\frac{P_{atm}}{P} \qquad \text{I.33}$$

unde $\frac{P_{atm}}{P}$ se numeşte raport de compresie, iar $\frac{V}{v_{pompare}}$ constanta de timp a sistemului de vidare.

**Clasificarea** sistemelor de vidare se face după mai multe criterii. Astfel,

după *domeniul de presiuni* în care lucrează (**Tabelul I.6**) avem

POLITEHNICA UNIVERSITY BUCHAREST LIBRARY

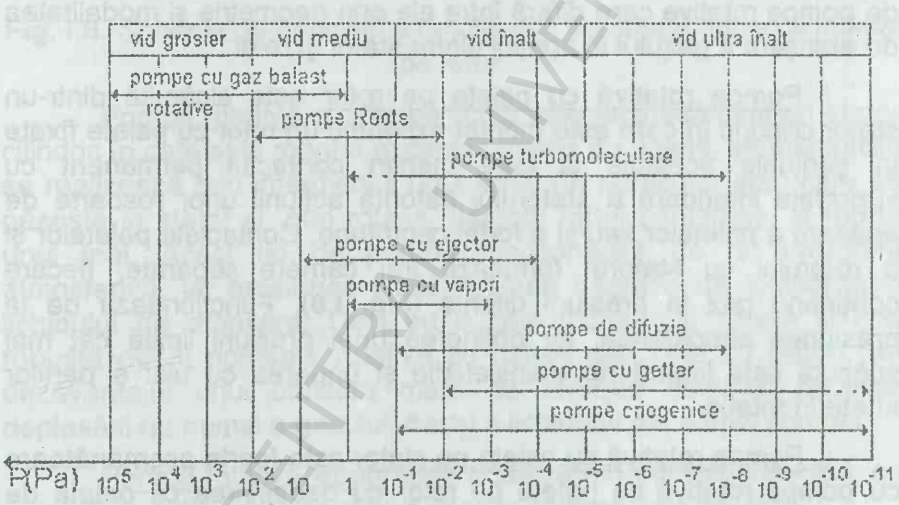
- sisteme de vidare pentru vid grosier.
- sisteme de vidare pentru vid mediu,
- sisteme de vidare pentru vid înalt şi ultra–înalt,

după *sistemul de operare*

- sisteme de vid statice, dacă pompele încetează să lucreze după obținerea unei anumite presiuni,
- sisteme de vid dinamice, dacă pompele continuă să lucreze în timpul unor procese care se urmăresc în incintă,

după *principiul de funcționare*

- pompe mecanice,
- pompe cu jet de antrenare,
- pompe de sorbție,
- pompe ionice
- pompe de condensare.




**Tabelul I.6** *Domeniul de presiuni în care lucrează pompele cunoscute.*

În cele ce urmează se prezintă unele pompe de vid având in vedere clasificarea lor după principiul de funcționare.

## 1.2.3. Pompe de "vid"

**a) Pompe mecanice.** Sunt pompe care evacuează gazul din incintă prin antrenarea mecanică a moleculelor de gaz fără

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

prezența vaporilor condensabili și. din punct de vedere constructiv. sunt de mai multe feluri:

*1) pompe rotative,*
*2) pompe cu piston cu mișcare de translație,*
*3) pompe moleculare.*

*1) Pompe rotative*

Modalitatea de pompare în pompele rotative (*Gaede-1905*) constă într-un proces de destindere – comprimare (aspirație – refulare) a gazului într-un volum delimitat de doi cilindri, respectiv, un rotor care se rotește în interiorul unui stator, un cilindru de diametru mai mare. Prin rotație, rotorul aspiră o cantitate de gaz în spațiul dintre el și stator, îl comprimă si-l evacuează apoi în atmosferă. După numărul de pompe identice legate în serie (ieșirea primei pompe este cuplată la intrarea celei de a 2-a) s-au construit pompe rotative monoetajate sau bietajate. Sunt cunoscute mai multe tipuri de pompe rotative care diferă între ele prin geometrie și modalitatea de etanșare a gazului în spațiul dintre stator și rotor.

Pompa rotativă cu palete pe rotor este alcătuită dintr-un stator cilindric în care este montat excentric un rotor cu palete fixate în șanțurile acestuia și care mențin contactul permanent cu suprafața interioară a statorului datorită acțiunii unor resoarte de apăsare a paletelor sau/și a forței centrifuge. Contactele paletelor și a rotorului cu statorul formează trei camere separate, fiecare conținând gaz la presiuni diferite (**Fig. I.8**). Funcționează de la presiunea atmosferică, iar obținerea unei presiuni limită cât mai scăzută este legată de etanșietățile și ungerea cu ulei a părților aflate în rotație.

Pompa rotativă cu palete pe stator este foarte asemănătoare cu pompa rotativă cu palete pe rotor cu deosebirea că paleta de etanșare, care izolează spațiul de aspirație de cel de refulare, culisează într-un ghidaj solidar cu statorul. Paleta execută o mișcare de translație și asigură etanșietatea prin intermediul unui resort fixat pe stator. Rotorul este montat excentric față de axul de rotație care coincide cu centrul geometric al secțiunii statorului. Uleiul din stator îndeplinește aceleași funcții de ungere și etanșare ca în cazul pompelor rotative cu palete pe rotor, dar pompa are avantajul unor etanșietăți mai bune față de pompele cu palete pe rotor datorită și faptului că spațiul în care este comprimat gazul este mai mic.

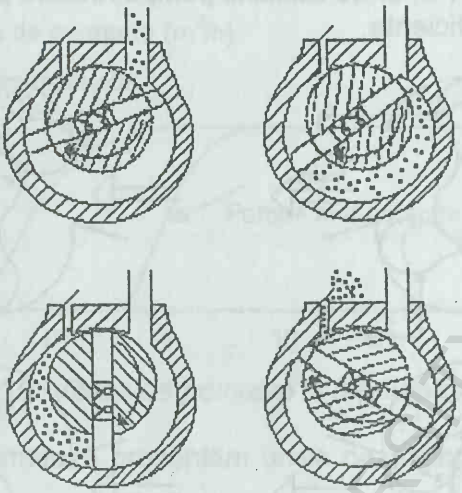


Fig. I.8. *Schema de principiu a funcționării pompei rotative cu palete pe rotor.*

Pompa rotativă cu inel de lichid este alcătuită dintr-un stator cilindric în care este montat excentric rotorul cu palete, iar etanşarea se realizează prin intermediul unui lichid (în particular apa) care se găseşte in stator si, prin rotație, datorita forței centrifuge, ia forma unui inel. Acest tip de pompă funcționează de la presiunea atmosferică, iar presiunea limită obținută depinde de temperatura lichidului de etanşare. Deşi au o construcție mai simplă şi mai robustă decât pompele rotative cu palete sau cele cu piston, au dezavantajul unui consum mare de energie electrică necesar deplasării nu numai a gazului, dar şi a lichidului din corpul pompei.

Pompa rotativă Roots este alcătuită din doi rotori identici, cu un profil specific, care se rotesc în sens contrar unul celuilalt (**Fig. I.9**). Rotorii sunt cuplați printr-un mecanism cu roți dințate care asigură etanşarea printr-o corelare rigidă şi precisă a rotației lor. În timpul funcționării nu există un contact mecanic efectiv între rotori, de asemenea între rotori şi corpul pompei, ceea ce înseamnă că nu există frecare şi deci nu este necesară ungerea între diferitele părți ale pompei. Acest fapt permite obținerea unui "vid curat" de aprox. $10^{-1}$Pa (presiunea limită) şi într-un timp mai scurt, dacă facem comparație, de ex., cu pompa de difuzie. De asemenea, viteza de pompare este foarte mare (aprox. 100.000$m^3$/h), în special în

domeniul 1 – 10 Pa, unde celelalte pompe rotative precum şi cele cu vapori nu sunt eficiente.

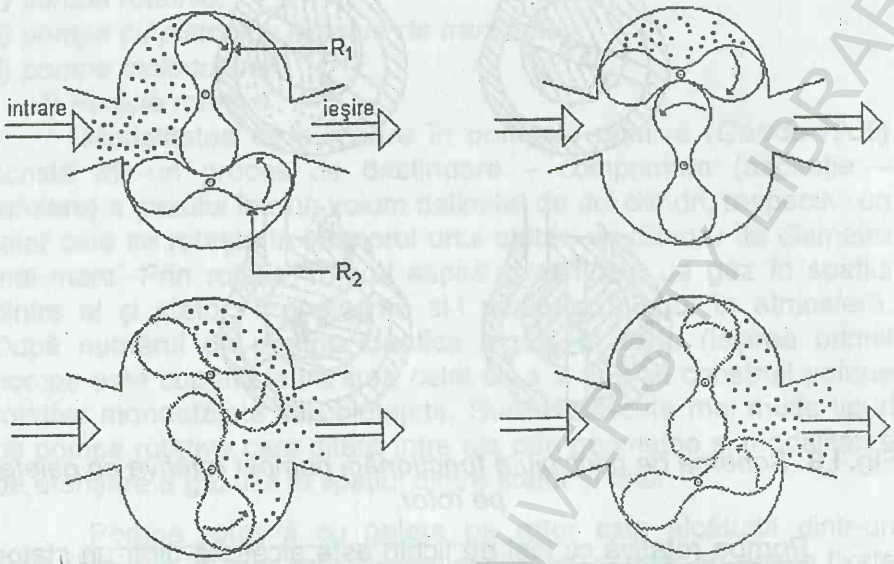



Fig. I.9. *Schema de principiu a funcţionării pompei Roots*

**Parametrii** pompelor rotative sunt:

- presiunea iniţială este de $10^5$ Pa,
- presiunea limită este de 10 Pa şi depinde foarte mult de raportul de comprimare în pompă, determinat de numărul şi forma paletelor, de calitatea uleiului utilizat care nu trebuie să conţină impurităţi, să fie stabil la oxidarea cu gazele de evacuat, să aibă presiunea de vapori cât mai mică la temperatura de lucru a pompei; utilizarea de pompe bietajate micşorează presiunea limită sub $10^{-1}$ Pa (**Fig. I.10**),
- viteza de pompare variază în domeniul 2 - 1000$m^3$/h şi pentru o pompă de rotaţie tipică (ex., pompa rotativa cu palete pe rotor) se modifică cu presiunea aşa cum se arată în **Fig. I.10**; în general, viteza de pompare la pompele monoetajate este constantă în intervalul de presiuni de la $10^5$Pa la $10^2$Pa, după care scade rapid cu scăderea presiunii, în timp ce pompele bietajate prezintă o viteză relativ ridicată şi constantă în tot domeniul vidului mediu, adică până la $10^{-1}$Pa; în cazul pompelor Roots viteza de pompare ajunge la max 100.000$m^3$/h

BCU CLUJ / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

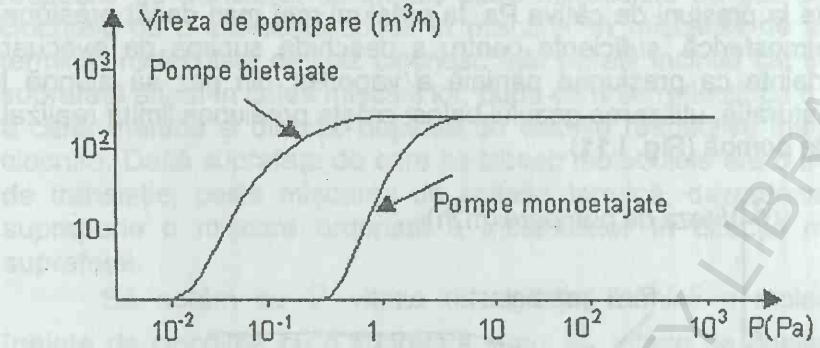



**Fig. I.10.** *Viteza de pompare la o pompă rotativă*

În cele ce urmează prezentăm unele dezavantaje ale pompelor rotative:

- deşi au o construcţie solidă şi masivă, totuşi particulele solide ce intră accidental în pompă pot deteriora calitatea suprafeţelor importante în asigurarea etanşietăţilor, presiunea limită creşte, iar viteza de pompare scade; de asemenea, în timpul funcţionării, pot apare alte defecte mecanice, ca de ex., slăbirea resorturilor, etc.,
- operaţia de oprire a pompei sau întreruperea nedorită a alimentarii electrice fac să pătrundă gaze şi vapori de ulei în incinta de vidat; mai mult, vaporii de apă din incintă pot reacţiona chimic cu uleiul din pompă, conducând la deteriorarea proprietarilor de ungere ale uleiului, la creşterea frecărilor, la depuneri pe palete şi, în cele din urmă, la deteriorarea pompei; de asemenea, prin intermediul uleiului, vaporii de apă pot ajunge în corpul pompei unde creează o presiune constantă împiedicând scăderea presiunii,
- având în vedere modul de funcţionare al pompelor rotative, există posibilitatea ca vaporii din gaz să condenseze, să se amestece cu ulei în spaţiul de lucru al pompei şi să fie transportaţi înapoi prin ulei spre partea cu presiune mare, unde se reevaporă; prin urmare, ei trebuie pompaţi afară, ceea ce înseamnă că eficienţa pompei scade şi creşte presiunea limită; ca soluţie, se foloseşte principiul gazului balast care constă în introducerea în corpul pompei a unei cantităţi controlabilă de gaz uscat (balastul), de obicei aer, care se amestecă cu gazele ce trebuie pompate în afară; astfel se produce o comprimare însemnată atât a gazului aspirat în corpul pompei, dar şi a vaporilor aflaţi în amestec cu

gazul; în acest mod, în regiunea de aspirație a pompei se ajunge de la presiuni de câțiva Pa, la presiuni mai mari decât presiunea atmosferică, suficiente pentru a deschide supapa de evacuare înainte ca presiunea parțială a vaporilor din gaz să ajungă la saturație; utilizarea gazului balast creşte presiunea limită realizată de pompă (**Fig. I.11**).

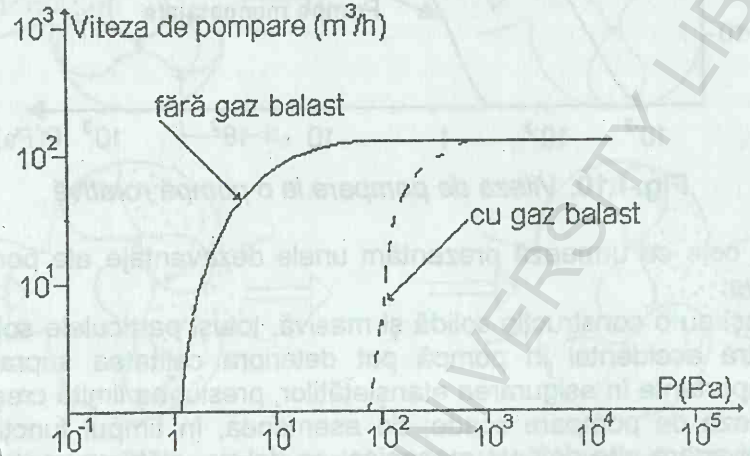



**Fig. I.11.** *Viteza de pompare la o pompă rotativă cu gaz si fără gaz balast*

*2). Pompele cu piston cu mişcare de translație* funcționează pe baza unui proces ce include următoarele etape succesive:

-aspirația izobară a gazului în cilindrul pompei,

-comprimarea acestuia de la presiunea din incinta de vidat până la presiunea atmosferică,

-refularea izobară a gazului în mediul exterior.

Cele trei procese succesive sunt controlate prin supape de aspirație şi refulare cu închidere şi deschidere funcție de diferențele de presiune corespunzătoare (între interiorul cilindrului de lucru, incinta de vidat şi mediul exterior).

**Parametrii** pompelor cu piston sunt:

- presiunea inițială este de $10^5$ Pa,
- presiunea limită este de $10^4$ Pa, deci o valoare prea mare în vederea obținerii "stării de vid", ca o condiție necesară obținerii stării de plasmă,
- viteza de pompare este în domeniul 40-4000 $m^3/h$.

*3). Pompele moleculare* (*Gaede - 1913*) pot fi incluse în categoria pompelor rotative, deşi ele funcționează pe un principiu diferit,

respectiv pe transferul de impuls către moleculele de gaz care se ciocnesc de o suprafață solidă în mișcare. In mișcarea de agitație termică, moleculele de gaz ciocnesc atât pereții incintei cât și orice suprafață aflată în calea mișcării lor, după care se reflectă cu o viteză a cărei mărime și direcție depinde de valorile respective înainte de ciocnire. Dacă suprafața de care se izbesc moleculele are o mișcare de translație, peste mișcarea de agitație termică, dezordonată, se suprapune o mișcare ordonată a moleculelor în direcția mișcării suprafeței.

Să notăm cu $\vec{v}$ viteza de agitație termică a moleculelor înainte de ciocnirea cu o suprafață și cu $\vec{V}_P$ viteza de deplasare a unei plăci P, aflată în drumul particulelor spre evacuare (**Fig. I.12**).

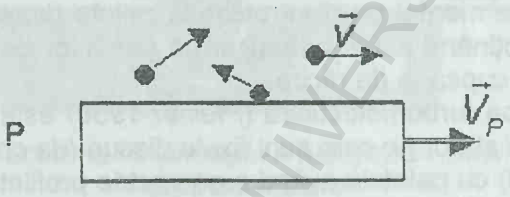



**Fig. I.12.** *Moleculele de gaz în vecinătatea unei plăci P, aflată în mișcare.*

Dacă $V_P$ este mai mare sau comparabilă cu $v$, moleculele sunt antrenate de mișcarea plăcii în direcția vitezei $V_P$ și, presupunând ciocnirea moleculei cu placa P perfect elastică, viteza $v'$ a moleculei după ciocnire crește (**Fig. I.13a și I.13b**).

Dacă spațiul dintre placă și peretele pompei este foarte mic (aprox. 1mm), în urma unor ciocniri repetate cu placa mobilă, moleculele de gaz sunt dirijate controlat spre o anumită direcție, de exemplu, spre pompa de vid preliminar. Comparând distanța dintre suprafețele mobile de care se ciocnesc moleculele, respectiv între discuri și peretele pompei (aprox. 1mm) cu drumul liber mediu al moleculelor (la presiuni de $10^{-1}$ Pa, drumul liber mediu este mai mare de 1mm) este evident că avem o curgere moleculară a gazului, ceea ce justifică denumirea de pompă moleculară.

Dacă mișcarea moleculelor are loc în regim vâscos, fenomenul de frecare internă între straturile de molecule paralele cu suprafața plăcii generează un gradient al componentei ($v'_{//}$) pe direcție perpendiculară la suprafața plăcii.

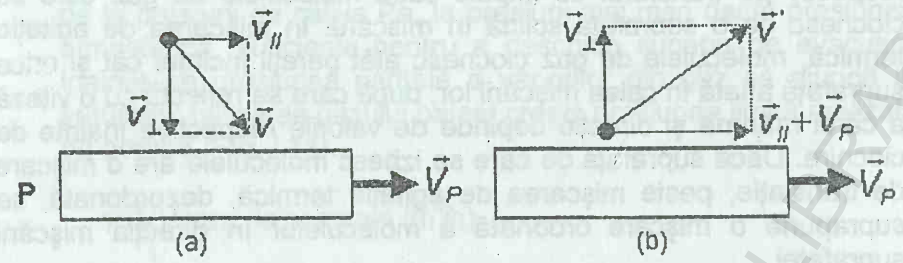



**Fig. I.13.** *Viteza moleculei înainte (a) şi după ciocnire (b) cu placa* P.

Pompa turbomoleculară

Cele mai cunoscute variante de pompă moleculară sunt pompele turbomoleculare. Prima variantă a fost realizată de *Becker (1957)* care a montat un disc rotitor cu palete deasupra unei pompe de difuzie obţinând astfel o reducere a vaporilor de hidrocarburi fără utilizarea de capcane de răcire.

Pompa turbomoleculară (*Pfeiffer-1958*) este formată dintr-un sistem rotor / stator pe care sunt fixate discuri (de obicei un număr de 10-14 discuri) cu paletele având o geometrie profilată şi înclinate faţă de axul rotorului. Statorul are discurile spaţiate faţă de rotor, astfel încât între două discuri fixe este plasat un disc rotitor cu palete orientate astfel încât să asigure dirijarea gazului dinspre incintă spre pompa de vid preliminar (**Fig. I.14**).

Să considerăm $\vec{v}$ viteza absolută cu care gazul pătrunde în pompa turbomoleculară, iar $\vec{V}_P$ viteza periferică a rotorului. Pentru ca paleta rotorică să "preia" molecula, trebuie ca viteza relativă $\vec{v}_r$ a moleculei să fie tangentă la profilul paletei rotorice la intrare, căci la ieşire este impusă de geometria elicei rotorice. **(Fig. I.15)**. Unghiul geometric al paletei rotorice (înclinarea acesteia faţă de axul rotorului) este identic cu unghiul pe care-l face viteza relativă a moleculei la intrarea în rotor. Înclinarea paletelor faţă de axul rotorului este stabilită de cerinţa ca viteza absolută a moleculei să fie în direcţia spre pompa de vid preliminar. Astfel, în partea dinspre incinta de vidat, unde viteza de pompare este mare şi raportul de compresie mic, paletele trebuie să aibă un unghi de înclinare mare, iar în regiunea spre pompa de vid preliminar o înclinare mică. De ex., în cazul pompelor turbomoleculare de producţie Varian există 3 trepte de discuri rotorice cu palete ce au înclinaţii de $40^0$, $30^0$ şi respectiv $20^0$.

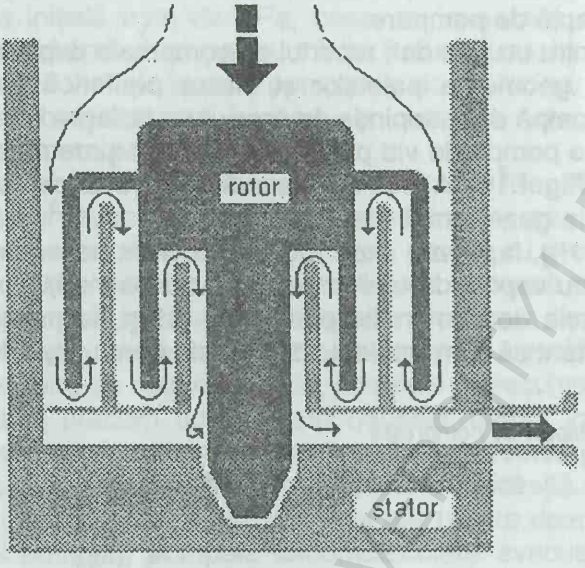



**Fig. I.14** *Schema de principiu a funcționării unei pompe turbomoleculare*

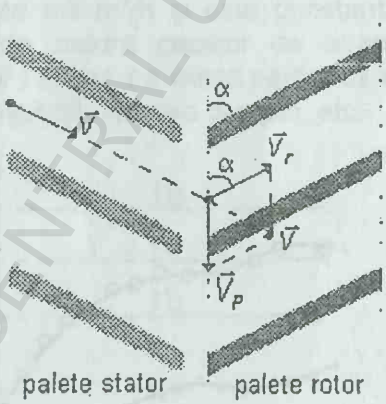



**Fig. I.15.**

O treaptă de compresie a pompei înseamnă un disc al statorului şi următorul disc al rotorului, iar raportul de compresie se defineşte prin raportul presiunilor parțiale măsurate la ieşirea (spre pompa de vid preliminar) şi la intrarea în pompă (spre incintă). Întrucât raportul de compresie este mic pentru o singură treaptă de compresie, se fixează mai multe discuri pe rotor şi stator, raportul de

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

compresie total fiind produsul rapoartelor de compresie pentru fiecare treaptă de pompare.

Pentru un gaz dat, raportul de compresie depinde de numărul de trepte, geometria paletelor şi viteza periferică a rotorului, iar pentru o pompă dată depinde de presiunea la ieşire (presiunea limită realizată de pompa de vid preliminar) precum şi de masa moleculară a gazului (**Fig. I.16**). Astfel, se observă că raportul de compresie este mai mare la gazele mai grele (poate ajunge la $10^9$ la $N_2$, $10^5$ la He sau $10^3$ la $H_2$), fapt care explică de ce nu sunt necesare capcane de răcire pentru vaporii de ulei (mase moleculare mari). In mod obişnuit se dau ratele de compresie pentru $N_2$, totuşi, la presiuni coborâte, este important să ştim ratele de compresie pentru $H_2$ şi He.

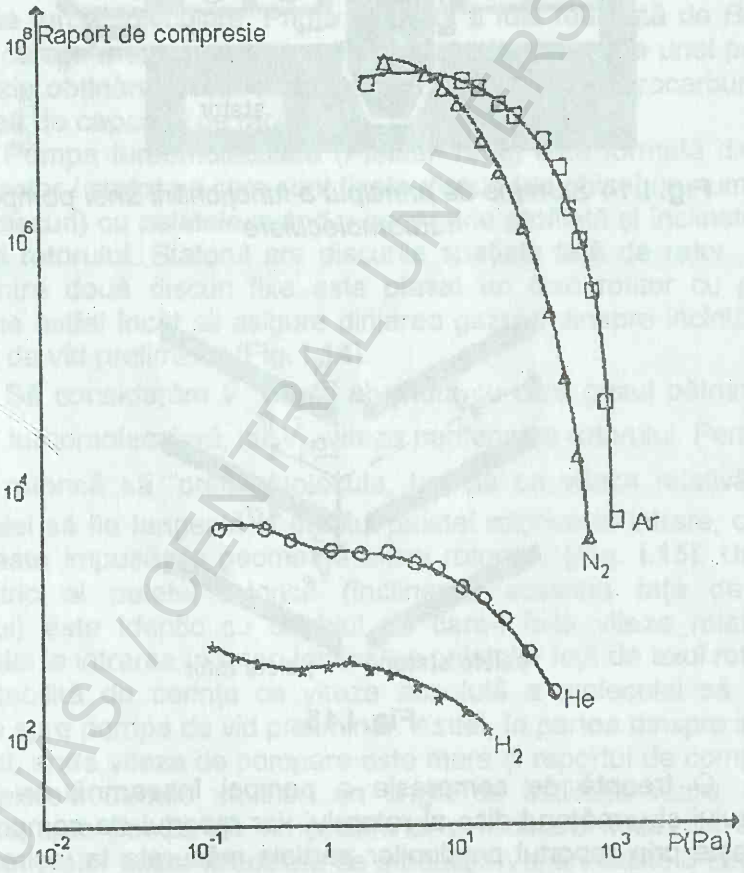



**Fig. I.16.** *Raportul de compresie la o pompă turbomoleculară funcţie de presiunea la ieşirea din pompă*

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

**Parametrii** pompelor moleculare /turbomoleculare sunt:

- ❖ presiunea inițială este de 1Pa, ceea ce înseamnă că necesită pompe de vid preliminar pentru a intra în funcțiune; în ultimul timp se realizează modele în care pompa de vid preliminar poate lipsi, pompa turbomoleculară având şi treptele de compresie corespunzătoare presiunilor înalte,
- ❖ presiunea limită este în domeniul $10^{-8}$Pa-$10^{-9}$Pa, cu avantajul obținerii unui "vid curat", întrucât nu există piese sau lichide care să separe partea de presiune mică de partea cu presiune mare (spre deosebire de pompa de difuzie care lucrează cu vapori de ulei); la pompele moleculare obişnuite presiunea limită este de $10^{-4}$Pa, aceeaşi cu cea obținută cu pompele de difuzie; totuşi, spre deosebire de cele de difuzie, pompele moleculare au o serie de avantaje precum timpul scurt necesar intrării în regim (de ordinul minutelor), uşurința în manipulare, nu trebuie preîncălzite, evacuează orice fel de gaze sau vapori, nu necesită capcane de răcire şi nu sunt sensibile la şocuri de aer (apare doar o reducere a turației pompei); pompele turbomoleculare evacuează gazele grele mai repede decât pe cele uşoare spre deosebire de pompele de difuzie,
- ❖ viteza de pompare este in domeniul 10-2000 $m^3/h$ dar poate ajunge la zeci de mii $m^3/h$ şi este constantă sub $10^{-1}$Pa (**Fig. I.17**); depinde de natura gazelor de evacuat, de geometria ansamblului rotor / stator, de viteza periferică a paletelor rotorului, de diametrul flanşei de intrare a pompei, etc.

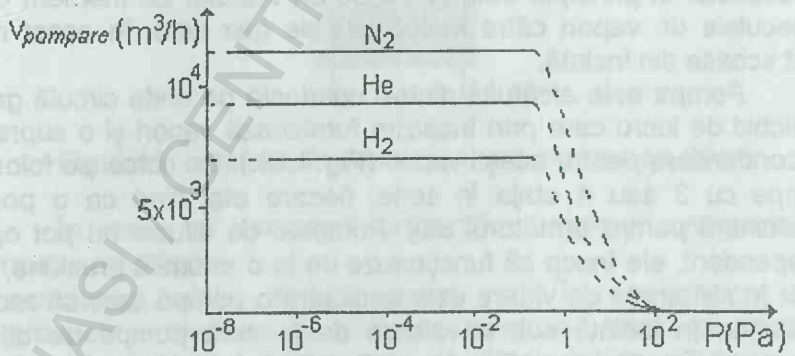



**Fig. I.17.** *Viteza de pompare la o pompă turbomoleculară*

**b). Pompe cu jet de antrenare**

Aceste pompe "scot" moleculele de gaz dintr-o incintă cu ajutorul unui flux de vapori de viteză mare care antrenează

BCUIASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

moleculele de gaz dinspre incintă spre pompa de vid preliminar. Nu au părţi mobile şi sunt cunoscute 2 tipuri de pompe cu jet de antrenare care se deosebesc fundamental prin fenomenul care determină deplasarea moleculelor de gaz:

*1). pompe de difuzie,*

*2). pompe cu ejector.*

Principala deosebire între aceste tipuri de pompe constă în tipul de interacţiune dintre jetul de vapori şi moleculele de gaz. Astfel, la pompa de difuzie, dimensiunea transversală a secţiunii de extragere a moleculelor de gaz este mai mică decât drumul liber mediu al moleculelor şi, ca urmare, interacţiunea dintre vapori şi gaz se bazează pe un proces de difuzie a moleculelor de gaz. Jetul principal de vapori creează un gradient de presiune pentru moleculele de gaz (între incinta vidată şi aspiraţia pompei de vid preliminar), favorabil extragerii acestora, printr-o condensare controlată pe direcţia de curgere. La pompele cu ejector dimensiunea transversală a secţiunii de extragere este mai mare decât drumul liber mediu al moleculelor de gaz şi de aceea jetul de vapori extrage moleculele prin intermediul forţelor de vâscozitate, practic datorită curenţilor care se produc în pompă.

*1). Pompa de difuzie*

Pompele de difuzie (*Gaede – 1915* şi *Langmuir -1916*) funcţionează pe baza fenomenului de difuzie, deci la presiuni la care nu mai poate avea loc antrenarea gazului prin proprietăţile sale de vâscozitate. În principiu este vorba de un transfer de moment de la moleculele de vapori către moleculele de gaz care, în acest mod, sunt scoase din incintă.

Pompa este alcătuită dintr-o conductă pe unde circulă gazul, un lichid de lucru care prin încălzire furnizează vapori şi o suprafaţă de condensare pentru aceşti vapori (**Fig. I.18.**). De obicei se folosesc pompe cu 3 sau 4 etaje în serie, fiecare etaj fiind ca o pompă preliminară pentru următorul etaj. Pompele de difuzie nu pot opera independent, ele încep să funcţioneze de la o anumită presiune, aşa încât în sistemele de vidare este necesară o pompă care să reducă presiunea în incintă sub o valoare de la care pompa de difuzie începe să funcţioneze. Presiunea limită poate să scadă până la tensiunea de condensare a vaporilor lichidului, la temperatura de lucru. Aspectul pompelor de difuzie este foarte divers, după materialul folosit pentru corpul pompei (sticlă, metal), după numărul de etaje, precum şi după lichidul de lucru (ulei, mercur).

Un caz particular de pompă de difuzie este *pompa de difuzie cu ulei de fracționare*, în care uleiul pompei este un amestec de fracțiuni (componente) cu greutăți moleculare diferite, separarea componentelor fiind astfel realizată încât ajutajul cel mai apropiat de incinta de vidat să fie alimentat cu fracțiunea de ulei având presiunea de vapori cea mai mică, la temperatura de lucru.

Răcirea suprafețelor de condensare precum și procesul de încălzire uniformă a uleiului sunt foarte importante în optimizarea parametrilor pompei.

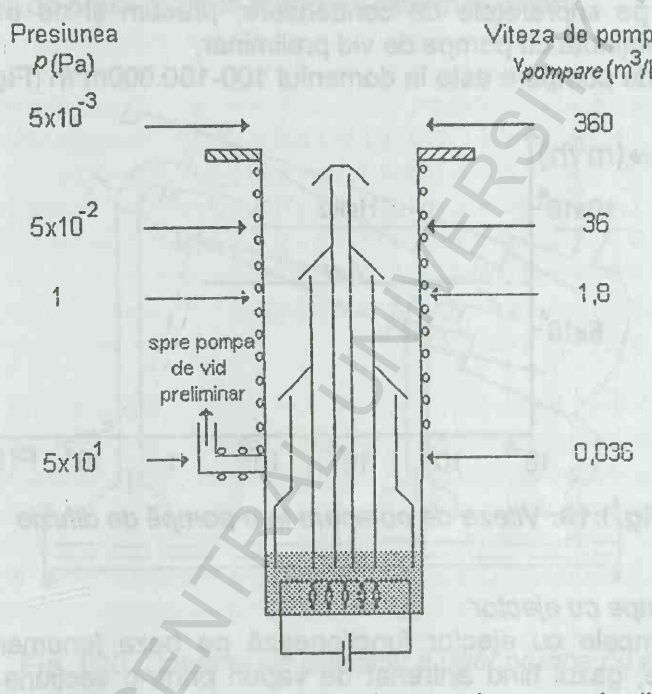



**Fig. I.18.** *Schema de principiu a unei pompe de difuzie*

În cele ce urmează prezentăm unele dezavantaje ale pompelor de difuzie:

- accidental, uleiul încălzit poate veni în contact cu aerul, provocând oxidarea și cracarea acestuia, ceea ce afectează presiunea limită; unele pompe de difuzie folosesc mercur care, deși nu se oxidează în aer, este foarte toxic,
- dacă răcirea pereților pompei (se face cu apă, aer sau refrigeratori mecanici) se întrerupe accidental, vaporii de ulei migrează spre incintă provocând impurificarea ei,

BCU "I. C. CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- întreruperea alimentării electrice provoacă intrarea aerului dinspre pompa mecanică spre pompa de difuzie.

**Parametrii** pompelor de difuzie sunt:

- presiunea inițială este de 1Pa, adică presiunea limită a unei pompe mecanice,
- presiunea limită este de $10^{-5}$Pa, dar variază în funcție de calitatea uleiului, de numărul de etaje, fiecare etaj fiind o pompă de vid preliminar pentru următorul etaj, de menținerea temperaturii de răcire pe suprafețele de condensare, precum și de presiunea limită obținută cu pompa de vid preliminar,
- viteza de pompare este în domeniul 100-100.000$m^3$/h (**Fig. I.19**)

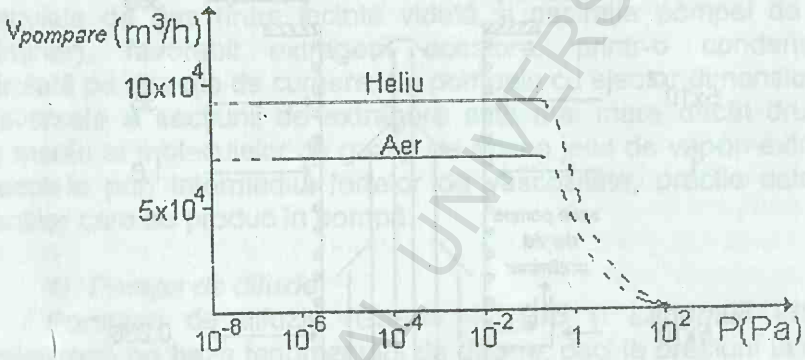



**Fig. I.19.** *Viteza de pompare la o pompă de difuzie*

*2). Pompe cu ejector*

Pompele cu ejector funcționează pe baza fenomenului de vâscozitate, gazul fiind antrenat de vapori printr-o secțiune a cărei dimensiune transversală este mai mică decât drumul liber mediu al moleculelor de gaz. În **Fig. I.20** se prezintă schema de principiu a unei pompe cu ejector în 2 trepte. Fluidul de lucru (vapori de ulei sau abur) este încălzit, iar vaporii rezultați sunt obligați să se destindă prin ajutaje de o formă specială (ajutaje tip Laval) rezultând o accelerare a lor până la viteze supersonice. La ieșirea din ajutaj are loc un proces complex de amestecare turbulentă, cu transfer de impuls, a jetului supersonic de vapori cu gazul ce trebuie evacuat. Ca și în cazul pompelor de difuzie, și aici sunt mai multe etaje, procesul repetându-se la fiecare etaj. Pe o treaptă de ejecție se poate realiza un raport de comprimare a gazului de până la 10. Fenomenul de

extracţie a gazului este favorizat de condensarea controlată a vaporilor pe pereţii pompei.

Dacă pompele cu ejector şi de difuzie se aseamănă prin faptul că "extrag" moleculele de gaz prin intermediul unui flux de vapori, ele diferă prin aceea că prima antrenează moleculele prin expansiunea vaporilor de fluid, în timp ce pompa de difuzie antrenează moleculele prin fenomenul de difuzie. Datorită acestui fapt pompa ejector este utilizată în domeniul de presiuni în care regimul de curgere este predominant vâscos, iar pompa de difuzie în domeniul de presiuni unde curgerea este moleculară.

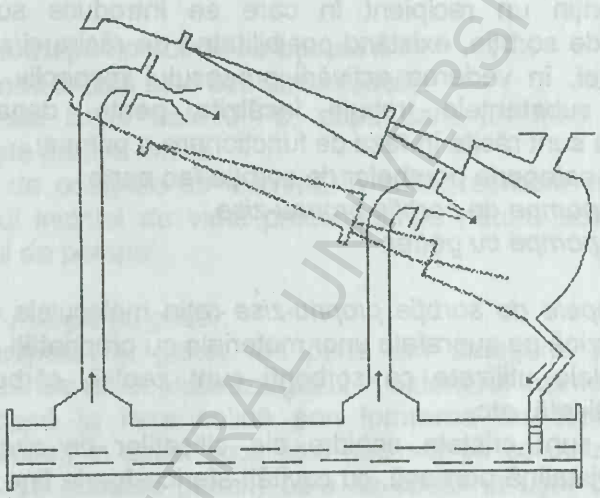


Fig. I.20. *Schema de principiu a unei pompe cu ejector.*

O combinaţie între pompa de difuzie şi pompa cu ejector este *pompa Booster* cu vapori de ulei, formată dintr-o treaptă de difuzie înspre incintă şi un ejector pe partea înspre pompa de vid preliminar. La acest tip de pompe presiunea iniţială se apropie ca valoare de a pompei ejector, iar viteza de pompare este mai mare ca la pompa ejector, ceea ce le apropie de pompele de difuzie, justificând denumirea de pompă intermediară între pompa de difuzie şi pompa cu ejector.

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

**Parametrii** pompei cu ejector sunt:

- presiunea inițială este de $10^5$Pa și $10^2$Pa la pompa Booster,
- presiunea limită este de $10^2$Pa, dar poate ajunge la $10^{-2}$Pa în cazul pompei Booster,
- viteza de pompare este în domeniul 4 - 6000$m^3$/h, cu observația că pompele cu ejector din sticlă au viteze de pompare mai mici decât cele din metal.

**c). Pompe de sorbție**

Pompa de sorbție (*Sir James Dewar - 1900*) utilizează proprietatea unor materiale de a reține gazele prin sorbție, adică prin adsorbție fizică și/sau adsorbție chimică (chemosorbție). Aceste pompe conțin un recipient în care se introduce substanța cu proprietăți de sorbție, existând posibilitatea de răcire și/sau încălzire a substanței, în vederea activării procesului respectiv. În faza de pregătire, substanțele trebuie încălzite pentru degazare, apoi substanțele sunt răcite în faza de funcționare a pompei.

Din categoria pompelor de sorbție fac parte:

1) *pompe de sorbție propriu-zise,*
2) *pompe cu getter.*

*1) Pompele de sorbție propriu-zise* rețin moleculele de gaz prin adsorbție fizică pe suprafața unor materiale cu proprietăți de sorbție.

Materialele utilizate ca sorbenți sunt zeoliții, cărbunele activ, alumina activată, etc.

Zeoliții sunt cristale anhidre ale silicaților de aluminiu cu o structură cristalină poroasă, cu cavități sferice foarte fine, legate prin canale având diametrul mediu de ordinul diametrului moleculelor sau a vaporilor. În funcție de diametrul lor, moleculele de gaz sau de vapori pot trece sau nu prin aceste canale, asigurându-se o pompare selectivă a gazelor. Datorită acestei structuri, zeoliții au o suprafață de sorbție foarte mare și sunt denumiți adesea site moleculare.. Zeoliții adsorb preferențial vaporii de apă și moleculele polare astfel că, la deschiderea incintei de vidat, ar trebui să se introducă azot uscat care să formeze un strat adsorbit pe pereți; în caz contrar, capacitatea de adsorbție a zeoliților scade și este necesar să fie încălziți pentru degazare.

Cărbunele activ din lemn este un alt exemplu de sită moleculară care, datorită porozității sale, are o capacitate de sorbție foarte mare. Cantitatea de gaz adsorbit în masa de cărbune crește direct proporțional cu presiunea și exponențial cu scăderea temperaturii;

astfel, se observă că răcirea cărbunelui la temperatura aerului lichid determină o adsorbţie maximă a gazelor.

Pompele de sorbţie au o acţiune selectivă în sensul că, dintr-un amestec de gaze, vor fi pompate numai acele gaze având temperatura de lichefiere mai mare decât temperatura suprafeţei. Fiind un sistem închis, pompa nu intoduce contaminanţi în incintă, dar are o capacitate de sorbţie limitată.

În privinţa materialelor utilizate pentru recipienţii în care se introduc sorbenţii, ele trebuie să fie rezistente la coroziune, să aibă masă mică, iar racordurile să aibă conductibilitate termică mică pentru a nu transmite căldura din faza de încălzire a sorbenţilor, spre incintă.

**Parametrii** pompelor de sorbţie sunt:

- ❖ presiunea iniţială este cea atmosferică,
- ❖ presiunea limită este $10^{-1}$Pa, după care, în mod obişnuit, se porneşte pompa ionică,
- ❖ viteza de pompare se exprimă în $m^3$/Kg sorbent şi depinde de volumul incintei de vidat precum şi de natura sorbentului şi a gazului de pompat.

*2). Pompe cu getter.*

Pompele cu getter fac parte din categoria pompelor de sorbţie, deci ele nu deplasează gazul în exteriorul incintei ci îl trec din faza gazoasă în faza solidă prin formarea de compuşi chimici (chemosorbţie). În acest scop este necesar să se utilizeze anumite materiale (se numesc getteri) care se combină uşor cu gazele de evacuat. Această formă de pompare efectivă a gazului dintr-o incintă se numeşte getterizare şi s-a dezvoltat după anii *1960.*

Mecanismele de pompare a gazelor prin getterizare sunt următoarele:

- prin chemosorbţie,
- prin acoperirea atomilor sau ionilor de gaz cu pelicule de getter,
- prin pompaj ionic la catozi.

Cei mai cunoscuţi getteri sunt metalele precum bariul, titanul, zirconiul sau toriul, iar mecanismul de pompare este diferit după cum gazele sunt active chimic, inerte, uşoare sau grele. Să dăm un exemplu: în cazul gazelor inerte, atomii şi ionii de gaz nu pot fi pompaţi prin chemosorbţie, dar pot fi reţinuţi permanent pe suprafeţele pe care cad obişnuit, prin acoperire cu peliculele de

getter, formate din atomii sau moleculele de getter pulverizat sau evaporat.

În cazul mecanismului prin pompaj ionic moleculele şi atomii de getter se formează prin bombardament ionic la catod (catodul trebuie să fie confecţionat din materialul getter). În acest mecanism de pompare, dacă gazele sunt uşoare, deci produc o pulverizare redusă la catod prin bombardament ionic, pompajul are totuşi loc, prin difuzie sau implantarea ionică a moleculelor de gaz în masa catodului. Este de fapt, în acest caz, un cuplaj al pompei cu getter cu o pompă ionică, asigurându-se pompajul gazelor care nu pot fi reţinute prin chemosorbţie.

În cele ce urmează prezentăm *pompa cu sublimare de titan.* Acest tip de pompă face parte din categoria pompelor cu getter, care lucrează prin chemosorbţie. Pompajul gazelor are loc astfel: titanul (Ti) este încălzit până la evaporare (sublimează), moleculele de gaz (X) se ciocnesc cu atomii de titan şi formează compuşi stabili cu Ti , respectiv molecule de TiX care se depun pe suprafeţe şi care, ulterior, pot fi îndepărtate prin curăţire.

În cazul gazelor active chimic, de ex. $N_2$, procesul de "getterizare" implică o reacţie chimică de tipul

$$Ti+N_2 \rightarrow 2TiN$$

O astfel de pompă trebuie să conţină sublimatul cu titan precum şi suprafaţa de depunere (sorbţie). "Sursele" de titan se prezintă de obicei sub formă de filamente sau mici sfere (max. 15grame). Titanul este un metal care sublimează uşor la temperaturi de aproximativ $800^0$C, iar rata de sublimare este de maxim 0,2 gr./h. Viteza de pompare este dependentă de temperatura suprafeţei de sorbţie (suprafaţa răcită pe care se depune compusul de titan) precum şi de natura gazului.

**Parametrii** pompelor cu getter sunt:

- presiunea iniţială este de $1\text{-}10^{-4}$Pa, ceea ce înseamnă că, deşi nu este necesar transportul gazelor în exterior, sunt necesare pompe de vid preliminar,
- presiunea limită este de $10^{-10}$Pa, obţinându-se un "vid foarte curat", întrucât nu există vapori, jeturi de antrenare sau piese mecanice care să necesite uleiuri pentru etanşări; folosirea pompelor cu vapori de ulei concomitent cu pompa cu getteri este exclusă,
- viteza de pompare variază într-un domeniu larg ajungând la 200.000$m^3$/h (**Fig. I.21**); depinde de natura gazelor de evacuat, dar şi de anumite caracteristici ale getterului, respectiv de masa acestuia, temperatură, gradul de depunere, dacă a fost degazat

sau nu, etc.; un ex., viteza de pompare a $O_2$ creşte de la 7x10$^{-4}$Pa m$^3$/kg pe suprafețe de toriu, la 2x10$^4$Pa m$^3$/kg pe suprafețe de magneziu; răcirea suprafeței de getter determină o creştere a vitezei de pompare.

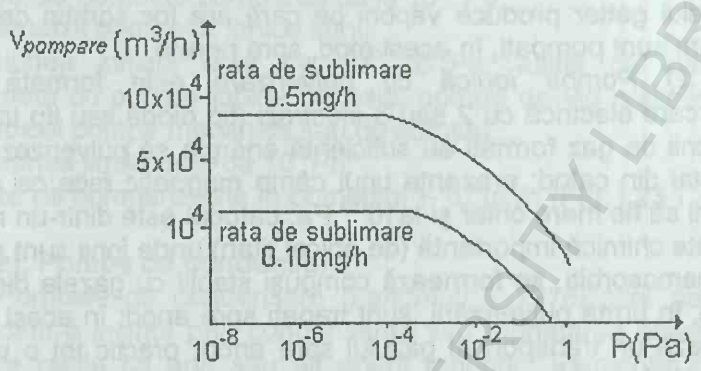



**Fig. I.21** *Viteza de pompare a $N_2$, la pompa cu sublimare de titan*

**d). Pompe ionice**

Pompele ionice (*Schwartz şi Herb-1953*) funcționează pe baza următorului mecanism: atomii şi moleculele de gaz se ionizează printr-un procedeu cunoscut (bombardament cu fascicul de electroni sau ioni de energie mare), apoi ionii formați sunt transportați ("extraşi") din incintă cu ajutorul unui câmp electric, în direcția dorită. Aceasta este "pomparea ionică", primul pompaj ionic fiind raportat de *Plucker -1858*, care a observat reducerea presiunii intr-un tub de descărcare datorită unor procese care se petrec la catod. Ionizarea atomilor şi moleculelor de gaz poate fi favorizată prin utilizarea unui câmp magnetic. În principiu aceste pompe sunt alcătuite din elementele cunoscute unei descărcări electrice, practic este vorba de schema de principiu a unei diode care, prin funcționare, este capabilă să "extragă" gazul dintr-o incintă.

Pompele ionice sunt de două tipuri, după sursa de ioni:

*1) pompe ionice cu evaporare,*

*2) pompe ionice cu pulverizare,*

Această delimitare precum şi cea legată de alte tipuri de pompe este aproximativă având în vedere că, de ex., pentru a mări eficiența, pompele ionice se cuplează în mod frecvent cu pompele de sorbție sau cu pompele cu getteri (pompe ionice cu getteri).

*1) Pompa ionică cu evaporare* utilizează ionii obținuți prin evaporare termică. Aşadar, gazul este ionizat după care este "pompat", prin intermediul unui câmp electric, către peretele acoperit

de obicei cu un getter. Aici ionii ajung cu energii suficiente unde sunt fixaţi împreună cu moleculele de getter. În acest mod se combină efectul pompării ionice cu pompajul prin getterizare a unui metal aflat în stare de vapori. O descărcare cu catod fierbinte având ca filament materialul getter produce vaporii pe care are loc sorbţia de ioni de gaz care sunt pompaţi, în acest mod, spre perete.

*2) Pompa ionică cu pulverizare* este formată dintr-o descărcare electrică cu 2 sau 3 electrozi (tip diodă sau tip triodă), în care ionii de gaz formaţi au suficientă energie să pulverizeze atomii de metal din catod; prezenţa unui câmp magnetic face ca eficienţa ionizării să fie mare chiar şi la $10^{-10}$ Pa; catodul este dintr-un metal cu activitate chimică importantă (de obicei titan) unde ionii sunt adsorbiţi sau chemosorbiţi, se formează compuşi stabili cu gazele din incintă şi care, în urma pulverizării, sunt trapaţi spre anod; în acest mod se realizează un transport al gazului spre anod, practic tot o pompare prin getterizare. În ce privesc gazele inerte, deşi ele nu formează compuşi stabili cu atomii pulverizaţi din metal, după ionizare sunt atraşi la catod cu suficientă energie unde sunt reţinuţi prin adsorbţie fizică, ceea ce înseamnă că avem şi aici un pompaj ionic al gazului din incintă, dar fără getterizare.

Eficienţa pompajului ionic depinde de natura gazului, de ex. heliul este foarte bine "pompat ionic "de materialul catodului în timp ce argonul este foarte dificil de pompat şi reprezintă .elementul principal care impune presiunea limită a pompei. În cazul argonului viteza de pompare a pompei ionice cu pulverizare prezintă fluctuaţii /scăderi repetate ale presiunii la intervale de câteva minute (Fig. I.22). Ca soluţie, se utilizează un electrod suplimentar (pompa ionică tip triodă) pe care are loc adsorbţia ionilor de gaz inert. În acest fel se asigură o pompare stabilă a argonului, dar se reduce timpul de viaţă al catodului.

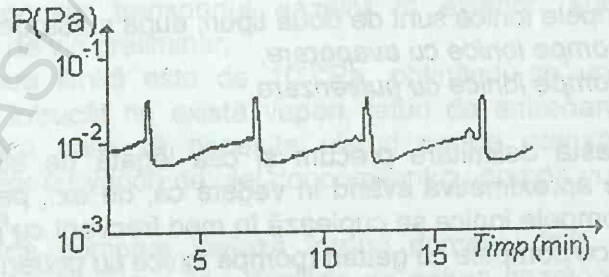



**Fig. I.22.** *Instabilitatea presiunii argonului la pompaj ionic cu pulverizare*

BCU IASI

Dacă se pornește pompa la presiuni mari, curentul ionic este mare și încălzește pereții pompei, deci are loc o degazare a acestora. Ca urmare, curentul ionic crește (proces de "run-away"), apar descărcări luminescente între electrozi și o creștere a presiunii; ca soluție, se pornește pomparea de la $10^{-2}$ Pa.

**Parametrii** pompelor ionice sunt:

- presiunea inițială este de $10^{-1}$–$10^{-2}$Pa, astfel că instalațiile echipate cu pompe ionice necesită pompe de vid preliminar (se pot folosi pompe mecanice sau de sorbție),
- presiunea limită este de $10^{-8}$Pa,
- viteza de pompare este în domeniul 1-$10^4$m$^3$/h (**Fig. I.23** )

**e). Pompe de condensare**

Pompele de condensare (*Langmuir - 1916*) scot gazele si vaporii dintr-o incintă prin condensarea sau înghețarea acestora pe suprafețe răcite cu apă sau alt agent frigorific. Elementul cel mai important al acestor pompe este condensatorul, de obicei un recipient sub forma unei serpentine prin care circulă agentul de răcire și pe a cărui suprafață exterioară are loc procesul de condensare a gazelor și vaporilor. În funcție de sistemul de răcire pompele de condensare sunt de următoarele tipuri:

*1). condensatoare*

*2). pompe criogenice*

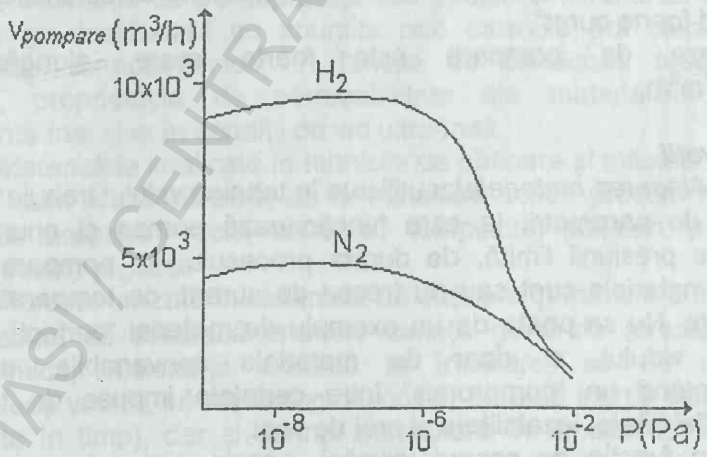



**Fig. I.23** *Viteza de pompare la o pompa ionică*

*1). Condensatoarele* se realizează de obicei sub formă de serpentine sau țevi prin care circulă apă sau alți agenți de răcire.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Acest tip de pompă reprezintă soluţia cea mai economică pentru eliminarea vaporilor de apă, sistemele de vidare fiind echipate în mod necesar şi cu pompe de vid preliminar pentru evacuarea gazelor necondensabile.

*2). Pompele criogenice* realizează pompajul gazelor şi vaporilor prin condensarea acestora pe suprafeţe răcite sub temperatura azotului lichid (sub 70K) şi dispuse în incinta de vidat. Este ştiut că toate gazele, în afară de neon, hidrogen şi heliu, condensează la temperatura azotului lichid. Neonul condensează sub 8K, hidrogenul sub 4,2K iar heliul la 2,2-4,2K, ceea ce înseamnă că este foarte greu de condensat gazele amintite.

Deşi aceste pompe adsorb temporar gazele şi vaporii, capacitatea de pompare scade pe măsură ce suprafaţa de condensare se acoperă. În scopul regenerării capacităţii de pompare, pompa criogenică se scoate, periodic, din funcţiune şi se "curăţă" prin încălzire, eliberând în acest mod gazele condensate pe suprafeţele ei.

**Parametrii** pompelor de condensare sunt:

- presiunea iniţială este de $10^{-1}$Pa; dacă pompa ar funcţiona de la o presiune mai mare, în procesul de condensare a gazelor pe suprafeţe s-ar forma straturi groase de gaze condensate, iar capacitatea de pompaj ar scade foarte mult,
- presiunea finală este de$10^{-8}$ - $10^{-10}$Pa, având caracteristicile unui "vid foarte curat",
- viteza de pompare este foarte mare, ajungând la $10^7 m^3/h$.

***Observaţii***

*Alegerea materialelor* utilizate în tehnica vidului trebuie să ţină seama de parametrii la care funcţionează pompa şi anume, de mărimea presiunii limită, de durata procesului de pompare, dacă aceste materiale sunt sau nu treceri de curent, de temperatura de lucru, etc. Nu se poate da un exemplu de material "perfect" pentru tehnica vidului, ci doar de materiale convenabile, acestea reprezentând un "compromis" între cerinţele impuse de tehnica viduiui, fiabilitate, fezabilitate şi preţ de cost.

În funcţie de scopul utilizării, aceste materiale trebuie să îndeplinească anumite cerinţe care se vor prezenta în cele ce urmează.

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

**1.** Presiunea de vapori saturanți, la temperatura cea mai înaltă la care poate ajunge materialul respectiv, trebuie să fie cu aproximativ un ordin de mărime sub presiunea limită ce se obține.

**2.** Materialele utilizate trebuie să fie rezistente chimic față de gazele ce trebuie pompate şi să prezinte rezistență mecanică la variații de presiune.

**3.** Materialele trebuie să-şi păstreze proprietățile fizico-chimice la temperatura de lucru care, în incintele de vid, variază de la temperatura camerei până la temperaturi de sute de grade Celsius.

**4.** Gazarea specifică a materialului, în condiții de presiuni scăzute, trebuie avută în vedere.

**5.** Materialele trebuie să fie "curate", cu lustruire mecanică, degresate.

Curățirea materialelor include degresarea obişnuită, baia ultrasonică sau simpla spălare cu detergent sau apă, după care se realizează degazarea acestora, condiție necesară pentru obținerea presiunii limită cu pompa respectivă.

Toate materialele *degazează,* adică eliberează gaze, vapori, dar şi oxizi superficiali prezenți la suprafață, timp îndelungat şi în cantitate care descreşte în timp. Acest fenomen influențează direct mărimea presiunii limită şi durata procesului de pompare, întrucât pompajul trebuie să asigure evacuarea gazelor din incintă, dar şi a celor provenind din material prin evaporare sau descomunere chimică, desorbție de pe suprafață sau difuzie din material. Aceste procese se desfăsoară cu anumite rate care se pot calcula din considerații termodinamice, în funcție de presiunea respectivă. Evident, proprietățile de permeabilitate ale materialului devin importante mai ales în condiții de vid ultra înalt.

*Materialele* implicate în tehnicile de obținere şi măsură a stării de "vid" sunt foarte diverse, de la materiale solide precum metale, aliaje ale acestora, sticle, ceramici, compozite, polimeri, până la lichide (fluide) şi gaze.

*Fluidele* utilizate în sistemele de obținere şi măsură a stării de "vid" trebuie să satisfacă anumite cerințe generale (presiune de vapori mică, rezistență chimică la încălzire, să nu conțină constituienți volatili, să nu fie higroscopice, să aibă inerție chimică şi stabilitate în timp), dar şi cerințe particulare în funcție de tipul de pompă (pompă de vid preliminar sau pompă de difuzie, etc.). De ex., dacă ne referim la *uleiurile* utilizate în pompele de difuzie (de tip Apiezon A, B, C, J, K, etc., sau de tip DC702, 703, etc.), este necesar ca ele să nu hidrolizeze, să aibă greutate moleculară mare pentru a facilita pomparea efectivă, să nu fie oxidate, să fie rezistente

la gaze corosive şi să aibă presiunea de vapori cât mai mică (cele mai bune, uleiuri au presiunea de vapori sub $10^{-7}$ Pa).

*Metalele* utilizate în tehnica vidului trebuie bine prelucrate mecanic (prin aşchiere, ştanţare, sablare, decapare, etc.) înainte de folosire, urmează apoi degresarea lor (îndepărtarea hidrocarburilor de pe suprafaţa respectivă), care se realizează înaintea degazării. Se are în vedere faptul că, prin încălzire, aceste hidrocarburi dau naştere la un strat de carbon care se îndepărtează apoi foarte greu de pe suprafeţele metalice.

Majoritatea metalelor adsorb gaze în stare topită ceea ce le face mai dure, casante, totuşi unele metale adsorb gaze şi în stare solidă, iar la unele metale, cum ar fi tantalul, coeficientul de adsorbţie este favorizat de scăderea temperaturii. În mod obişnuit, la echilibru, rata de degazare este de $10^{-10}$Torrdm$^3$/sec pentru cm$^2$ de suprafaţă, iar după o încălzire de aproximativ 400$^0$C se ajunge la o rată de degazare de $10^{-12}$Torrdm$^3$/sec.

Degazarea metalelor se poate face şi în atmosferă de hidrogen, acesta acţionând ca element reducător asupra oxizilor de la suprafaţa metalului. Degazarea în atmosferă de hidrogen este convenabilă având in vedere că viteza de difuzie a hidrogenului este mare, se îndepărtează uşor prin pompare, se poate aplica continuu fără a necesita aparatură de vidare, permite încălzirea sau răcirea rapidă a suprafeţei. Totuşi, metoda degazării în atmosferă de hidrogen nu se poate aplica la piese de tantal, cupru, grafit, etc., din anumite motive, cum ar fi: tantalul devine casant, iar la cupru apare aşa numita "boală a hidrogenului" (prin încălzire în atmosferă de hidrogen, acesta este adsorbit în metal, reduce oxizii care se găsesc în el şi formează apă care face ca metalul să crape).

În ce privesc *sticlele,* procesul de degazare depinde de starea suprafeţei şi de compoziţia sticlei. La începutul încălzirii (aproximativ 200$^0$C) se degajă gazele şi vaporii adsorbiţi, apoi cei absorbiţi, cantitatea de gaz desorbit fiind cu atât mai mică cu cât temperatura de topire şi gradul de prelucrare a sticlei sunt mai mari. Evident, temperatura de desorbţie trebuie să fie mai mare decât temperatura de lucru, altfel materialul ar funcţiona ca o sursă suplimentară de alimentare cu gaz a incintei. O degazare completă a sticlei implică eliminarea unor componente din compoziţia ei.

În ce privesc *polimerii* , aceştia sunt utilizaţi în tehnica vidului sub diferite forme, dar în special ca treceri izolatoare. Aceştia au, la temperatura camerei, presiunea de vapori mică (sub $10^{-4}$Pa), dar au o rezistenţă mică la încălzire şi eliberează gaze prin descompunere. În general, hidrocarburile încep să se descompună la 100$^0$C, totuşi,

există anumiți polimeri, cum ar fi fluorocarburile care se pot folosi într-un domeniu larg de temperaturi, respectiv de la -100$^0$C la peste 200$^0$C şi, mai mult, au o rată de degazare mică. Cele mai bune fluorocarburi utilizate în tehnica vidului, cu inerție chimică şi rezistență mare la încălzire, sunt Vitonul care începe să se descompună la 250$^0$C şi Teflonul care se descompune la 325$^0$C.

O *incintă ideală* ar trebui să păstreze starea de "vid" obținută după deconectarea pompelor, ceea ce nu se întâmplă în realitate. Cauzele sunt diferite: neetanşietăți ale instalației sau ale racordurilor, degazări datorate unor substanțe cu presiunea de vapori mare, etc. Controlul stării de "vid" şi de aici a etanşeităților unei incinte se face în timpul operației de vidare sau la sfârşit prin metode diferite, ca de ex.: metode vacuummetrice, metoda descărcărilor electrice în gaze, a spectromeriei de masă, a trasorilor radioactivi, a suprapresiunii. In acest scop se folosesc dispozitive speciale numite "detectori de leak-uri" care funcționează pe principii fizice diferite şi utilizează diferite gaze "test", ca de ex., aer, azot, freon, heliu, acetonă, etc

## I.3. Măsurarea "stării de vid"

Aparatele utilizate pentru măsurarea "stării de vid", respectiv a presiunii dintr-o incintă, se numesc vacuummetre. Deşi denumirea de *"instrumente de măsură şi control a presiunii"* este cea mai potrivită, pentru comoditatea exprimării se acceptă denumirea de *manometre* pentru măsurători de presiuni superioare presiunii atmosferice şi denumirea de *vacuummetre* pentru măsurători de presiuni inferioare presiunii atmosferice. Ele sunt folosite nu numai ca instrumente de măsură şi control, dar şi pentru a monitoriza anumite procese din instalațiile de "vid" sau cu plasmă (depuneri, corodări, reacții de polimerizare, etc.), din punct de vedere al presiunii. Având în vedere că domeniul de presiuni care poate fi obținut şi deci necesar a fi măsurat este foarte larg, respectiv de la presiunea atmosferică până la cea corespunzătoare vidului ultra înalt şi a celui cosmic, principiile fizice pe baza cărora funcționează vacuummetrele sunt diferite. În prezent nu există un vacuummetru care să controleze tot domeniul de presiuni care poate fi obținut într-o incintă.

În Fig. I. 24 prezentăm diferite vacuummetre utiilizate în anumite domenii de presiune.

Există diferite criterii de clasificare a vacuummetrelor. Astfel, după *domeniul de presiuni* ce trebuie măsurat avem

- vacuummetre pentru vid grosier,
- vacuummetre pentru vin mediu,

- vacuummetre pentru vid înalt şi ultra înalt,

după *principiul fizic de funcţionare* avem

- vacuummetre mecanice (tip Bourdon, cu diafragmă),
- vacuummetre hidrostatice (cu tub-U, diferenţial),
- vacuummetre de compresie (tip Mc Leod),
- vacuummetre bazate pe vâscozitatea gazelor (radiometrice),
- vacuummetre termice (Pirani, cu termistor, cu termocuplu),
- vacuummetre de ionizare (cu catod încălzit, cu catod rece tip Penning, cu surse radioactive),

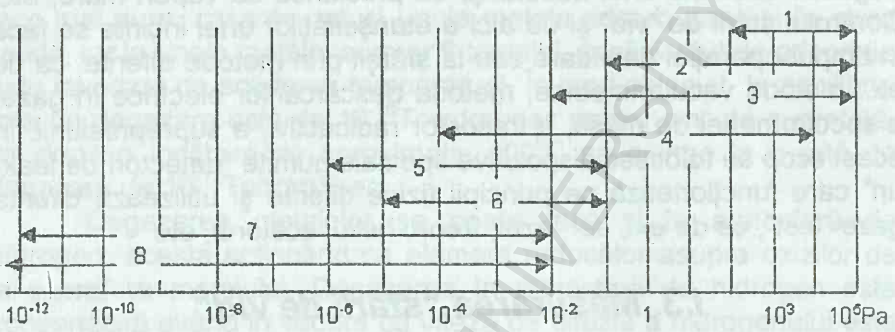



**Fig. I.24** *1- vacuummetre Bourdon, 2- vacuummetre cu lichid, 3- vacuummetre termice, 4- vacuummetre McLeod, 5- vacuummetre de ionizare cu catod încălzit, 6- vacuummetre de ionizare tip Penning, 7- vacuummetre de ionizare Bayard Alpert, 8 – vacuummetre de ionizare Lafferty*

după *posibilitatea de măsurare a presiunii* avem

- vacuummetre pentru măsurarea presiunii totale,
- vacuummetre pentru măsurarea presiunilor parţiale,

după *posibilitatea de citire a presiunii* avem

- vacuummetre cu citire directă (măsurători absolute),
- vacuummetre cu citire indirectă (măsurători relative).

Selectarea corectă a unui tip de vacuummetru presupune să se cunoască intervalul de presiuni ce trebuie măsurat, dacă este necesar să se măsoare o presiune totală sau parţială, dacă natura gazului influenţează precizia măsurătorii, care este scopul măsurătorii (industrie, cercetare, etalonare) precum şi condiţiile de măsurare, respectiv temperatura gazului, "starea de curăţenie" a incintei, etc.

## I.3.1. Măsurarea vidului grosier

Reamintim că domeniul de presiuni corespunzător vidului grosier este $10^5$ Pa – $10^2$ Pa (760 Torr - 1 Torr), ceea ce înseamnă că vacuummetrele respective trebuie să măsoare presiuni ridicate, inclusiv presiunea atmosferică. Pentru acest domeniu se utilizează următoarele tipuri de vacuummetre:

- vacuummetre hidrostatice (cu mercur, ulei, etc.) de tip tubul lui Toricelli, tuburi în formă de U vertical sau înclinat, de tip diferențial,
- vacuummetre mecanice, cu tub elastic tip Bourdon, sau cu diafragmă elastică.

Vacuummetrele hidrostatice funcționează pe baza presiunii hidrostatice, respectiv măsoară o diferență de nivel între două coloane de lichid. Cele mai simple vacuummetre folosesc tuburi din sticlă pentru uşurința în citire. Sunt dificil de manipulat, au volum mare, iar măsurătorile (în special în domeniul presiunilor mici) depind de temperatura şi presiunea vaporilor saturanți, de capilaritatea lichidului sau de dizolvarea gazelor în lichidul de lucru, de conductanțele mari ale tuburilor de racord. Dintre aceste tipuri, vacuummetrul McLeod, numit şi vacuummetru de compresie (se aplică legea lui Boyle unui volum de gaz), este utilizat frecvent ca vacuummetru etalon pentru etalonarea altor vacuummetre în domeniul $10^2$-$10^{-4}$ Pa.

Vacuummetrele mecanice prezintă anumite avantaje față de vacuummetrele cu lichid şi, în primul rând, ne referim la uşurința în manipulare. Astfel, vacuummetrul mecanic de tip Bourdon este alcătuit dintr-un tub metalic elastic (de obicei din alamă) conectat cu un capăt la instalația de vidat, iar cu celălalt capăt închis şi îndoit, pus în legătură, printr-un mecanism de transmisie, la un ac indicator care se deplasează pe o riglă gradată în unități corespunzătoare presiunii. Etalonarea scalei se face cu un vacuummetru etalon corespunzător domeniului de presiuni pentru care este destinat, respectiv $10^5$Pa - $10^2$Pa. Principalul dezavantaj al acestui tip de vacuummetru se referă la faptul că citirile depind de diferența de presiune incintă – mediul exterior, diferență care poate depăşi $4x10^3$ Pa.

## I.3.2. Măsurarea vidului mediu

Pentru acest domeniu de presiuni, respectiv $10^2$Pa - $10^{-1}$Pa (1Torr-$10^{-3}$Torr) se utilizează următoarele tipuri de vacuummetre:

- vacuummetre de compresie (tip McLeod), utilizate şi în domeniul vidului grosier,
- vacuummetre termice,
- vacuummetre dinamice (bazate pe vâscozitatea gazelor).

Vacuummetre termice

Acest tip de vacuummetru funcţionează pe baza variaţiei conductibilităţii termice a gazului cu presiunea ştiind că, în domeniul de vid mediu, conductibilitatea termică a unui gaz este proporţională cu presiunea. Este alcătuit dintr-un filament din metal cu conductibilitate termică mare (platină, nichel sau tungsten), montat într-un balon de sticlă sau metal, racordat la instalaţia de vidat, filamentul fiind încălzit prin trecerea unui curent electric. Dacă tensiunea aplicată pe filament este constantă, temperatura acestuia se modifică în funcţie de presiunea şi natura gazului care transportă căldura de la filament spre exterior. Dacă se măsoară variaţiile de temperatură ale filamentului funcţie de presiune cu un termocuplu avem *vacuummetre cu termocuplu*, iar dacă se măsoară variaţiile rezistenţei lui cu presiunea, avem *vacuummetre Pirani* (măsurarea rezistenţei se face cu o punte Wheatstone) şi *vacuummetre cu termistor* (mai sensibile decât cele cu termocuplu dar mai puţin robuste).

Vacuummetrele termice măsoară o presiune totală, deci presiunea gazului precum şi a vaporilor, iar citirea se poate face în mod permanent. Pentru etalonarea acestora se utilizează vacuummetre McLeod si ea trebuie făcută separat pentru diferite gaze, întrucât conductivitatea termică a gazului depinde de natura lui. Dacă vacuummetrele operează pentru scurt timp la presiune atmosferică, calibrarea nu trebuie refăcută. Vacuummetrele termice nu pot fi folosite la presiuni sub $10^{-1}$Pa deoarece la aceste presiuni pierderile de căldură prin radiaţie şi conductibilitate termică ale gazului devin comparabile ca ordin de mărime, iar proporţionalitatea între conductibilitatea termică şi presiunea gazului nu se mai menţine. O soluţie pentru mărirea domeniului de măsură ar fi să se lucreze la temperaturi ale filamentului cât mai mici.

Vacuummetre dinamice (bazate pe vâscozitatea gazelor)

În principiu aceste vacuummetre funcţionează pe baza dependenţei dintre presiunea gazului şi cantitatea de mişcare pe care moleculele acestui gaz o transferă unei plăci, care are posibilitatea să penduleze sau să se rotească cu uşurinţă în jurul unei poziţii de echilibru. Placa este suspendată cu ajutorul unui fir din cuarţ între două discuri paralele aflate la temperaturi diferite, aşadar

asupra plăcii cad molecule cu energii diferite, ceea ce are ca efect o mişcare (pendulare sau rotaţie) a plăcii cu o amplitudine care depinde de presiunea gazului. Acest tip de vacuummetru se utilizează la presiuni mici, respectiv în domeniul $10^{-1}$Pa – $10^{-3}$Pa, unde drumul liber mediu al moleculelor de gaz este destul de mare faţă de distanţa dintre cele două discuri. Necesită curbe de etalonare pentru diferite gaze. Din această categorie fac parte şi *vacuummetrele radiometrice* (*Knudsen*) care prezintă avantajul că citirile de presiune sunt independente de natura şi temperatura celor două discuri paralele, iar domeniul de măsură este extins până la$10^{-6}$Pa.

### I.3.3. Măsurarea vidului înalt şi ultra înalt

Pentru acest domeniu de presiuni, respectiv $10^{-1}$Pa – $10^{-9}$Pa ($10^{-3}$Torr-$10^{-11}$Torr), se utilizează vacuummetre de ionizare.

Funcţionarea vacuummetrelor de ionizare se bazează pe proprietatea gazelor de a putea fi ionizate şi măsoară un curent ionic care apare la ionizarea unui gaz prin bombardament cu un fascicul de electroni. În drumul lor spre anod (colector) electronii sunt acceleraţi, ciocnesc moleculele de gaz şi produc perechi electron - ion a căror număr depinde de natura şi presiunea gazului din spaţiul de descărcare, de numărul şi energia electronilor, de probabilitatea de ionizare. Pentru un gaz dat, la o geometrie dată a electrozilor şi o anumită tensiune de accelerare a electronilor, numărul de ioni, respectiv curentul de colector, depinde numai de presiune.

Curentul total de ioni reprezintă o măsură a presiunii gazului din tub, după o relaţie de forma

$$i = kP^n,$$

unde $k$ este o constantă care depinde de probabilitatea de ionizare a gazului şi de temperatura lui, $P$ presiunea gazului şi $n$ o constantă cu valori între 1 şi 1,15.

Există două posibilităţi de citire (evident, indirectă) a presiunii, respectiv ca o măsură a curentului ionic la anod sau ca o intensitate a luminii emisă de descărcare.

După sursa care produce fasciculul de electroni avem mai multe tipuri de vacuummetre de ionizare:

- vacuummetre cu catod încălzit,
- vacuummetre cu catod rece (tip Penning),
- vacuummetre cu radiaţii ionizante.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Vacuummetrul de ionizare cu catod încălzit utilizează emisia termoelectronică a catodului ca sursă de electroni. Acest tip de vacuummetru are geometria asemănătoare unei triode, respectiv este alcătuit dintr-un tub de descărcare (cu trei electrozi) care se conectează la instalația de vidat. Între catod şi grilă se aplică o tensiune de accelerare pentru electroni (100 – 200 volți), iar pe anod o tensiune negativă față de grilă (20 - 40 volți), suficientă să colecteze ionii produşi în urma ciocnirilor electroni-neutri.

Domeniul de măsură este de $10^{-1}$Pa – $10^{-6}$Pa şi poate fi mărit la $10^{-9}$Pa prin utilizarea unor geometrii modificate, care să crească probabilitatea de ionizare, de ex., cu electrozii dispuşi în ordine inversă, adică cu colectorul de ioni de forma unui fir spre interior şi catodul (filamentul) sau catozii, în exteriorul grilei (Fig. I.25).

Pentru a reda cât mai corect presiunea este necesar ca tensiunile aplicate pe electrozii vacuummetrului de ionizare să fie bine stabilizate, cu scopul de a preveni variațiile de curent care s-ar putea interpreta ca fiind variații de presiune. Aceste vacuummetre înregistrează prezența tuturor gazelor inclusiv a vaporilor, iar

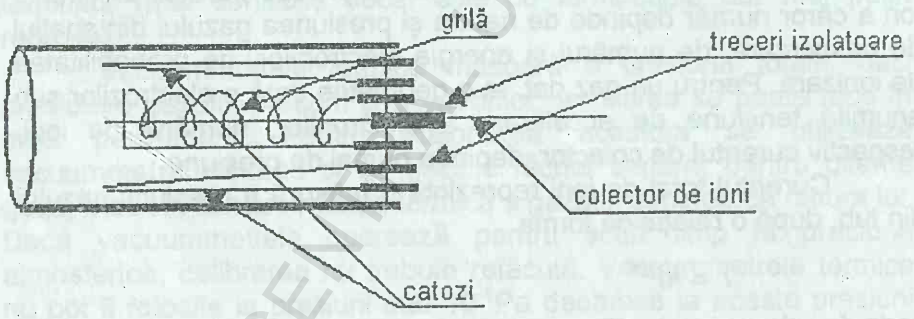



**Fig. I.25** *Vacuummetru de ionizare cu catod încălzit şi colector de ioni interior*

sensibilitatea lor depinde de natura gazului. În cazul vacuummetrelor cu catod încălzit există pericolul unor reacții chimice ale gazelor cu catodul. Mai mult, dacă se folosesc pompe de difuzie, vaporii de fluid pot reacționa cu catodul modificând astfel emisia de electroni şi implicit citirile de presiune. În acest caz vacuummetrul indică o presiune mai mică decât presiunea reală (*efectul Blears*). De aceea, înainte de măsurarea propriu-zisă, este necesară încălzirea electrozilor, inclusiv a pereților, pentru a permite emisia de gaze

adsorbite, în caz contrar vacuummetrul poate să acţioneze ca o pompă ionică.

Utilizarea acestui tip de vacuummetru la presiuni mari micşorează sensibilitatea acestuia (datorită recombinărilor) precum şi timpul de viaţă al catodului. În domeniul presiunilor mici sensibilitatea vacuummetrului este limitată de producerea de radiaţii X moi pe grilă (*limita de "X-ray"*). Acestea posedă suficientă energie să producă fotoemisia de electroni din anod. Fotocurentul care apare este independent de presiunea gazului, este de acelaşi ordin de mărime cu curentul ionic la presiuni sub $10^{-6}$Pa şi conduce la creşterea curentului total.

În cele ce urmează prezentăm câteva vacuummetre cu catod încălzit.

- *Vacuummetrul Bayard-Alpert* măsoară presiuni limită de $10^{-9}$Pa, are catozii (filamentele) spre exterior, iar colectorul de ioni spre interior având forma unui fir, deci o suprafaţă foarte mică cu scopul de a micşora emisia de fotoelectroni (limita de "X-ray" este de $10^{-9}$Pa).
- *Vacuummetrul Lafferty* măsoară presiuni limită de $10^{-12}$Pa şi are aranjamentul unui magnetron de tip cilindric; prezenţa câmpului magnetic determină creşterea probabilităţii de ionizare a moleculelor de gaz şi deci a sensibilităţii fără a creşte fotoemisia de electroni. Astfel, datorită câmpului magnetic, raportul între curentul ionic şi fotocurentul datorat radiaţiilor X moi creşte, făcând posibilă detecţia unui curent ionic (de colector) la presiuni de $10^{-12}$Pa.
- *Vacuummetrul Klopfer* utilizează un fascicul de electroni care sunt colimaţi cu o serie de diafragme polarizate adecvat, precum şi cu un câmp magnetic, după care traversează o cameră de ionizare unde produc ionii ce sunt colectaţi de un colector de ioni. Geometria tubului este astfel concepută încât radiaţiile X moi datorate bombardamentului cu electroni nu cad direct pe colectorul de ioni şi, prin urmare, emisia de fotoelectroni din colector este minimă. Limita de "X-ray" este redusă şi de prezenţa câmpului magnetic, întrucât electronii se mişcă pe traiectorii circulare.

Vacuummetrul de ionizare cu catod rece (Penning sau Philips sau PIG) utilizează ca sursă de electroni o descărcare luminescentă cu catod rece plasată într-un câmp magnetic orientat normal la planul electrozilor. Geometria este relativ simplă, respectiv doi catozi plani paraleli între care este plasat anodul sub forma unui fir metalic al cărui plan este paralel cu planul catozilor. Tensiunea între catozi şi anod este de aproximativ 2000volţi, iar câmpul magnetic are aproximativ 400Gs. Electronii emişi de catod vor descrie o traiectorie

elicoidală cu atât mai mare cu cât presiunea din tub este mai scăzută. Întrucât drumul liber mediu al electronilor este mare, probabilitatea de ionizare a moleculelor de gaz este mare chiar la presiune mică. Curentul total la catod reprezintă o măsură a presiunii gazului din tub.

Domeniul de presiuni în care operează acest tip de vacuummetru este larg (1Pa - $10^{-6}$Pa) şi poate fi extins prin utilizarea unor câmpuri magnetice foarte puternice. În practică se utilizează diferite geometrii, mai cunoscute fiind geometria prezentată mai sus, cu electrozi plani - paraleli şi câmp magnetic transversal (**Fig. I.26**), dar şi cu electrozi de geometrie cilindrică şi câmp magnetic axial.

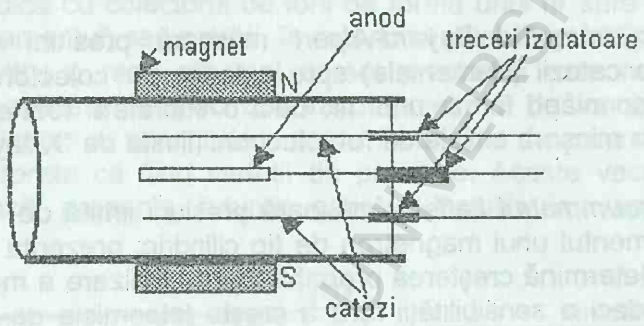



**Fig. I.26** *Vacuummetru de ionizare cu catod rece în geometria plan-paralelă*

Spre deosebire de vacuummetrele cu catod încălzit, acest tip de vacuummetru prezintă anumite avantaje. Astfel, întrucât aceste vacuummetre lucrează cu catod rece, nu există probleme de ajustări ale curentului de emisie, de reacţii chimice la suprafaţa filamentelor (implicit de ardere a acestora), ceea ce duce la perioade lungi de funcţionare. Mai mult, sunt extrem de robuste şi relativ insensibile la vibraţii, iar anumite părţi sunt interschimbabile, fără calibrare.

La presiuni mici (sub $10^{-3}$Pa) nu există erori de măsură datorate radiaţiilor X moi, vacuummetrul se poate menţine continuu în "regim de măsurare", totuşi, există alte inconveniente, ca de exemplu, dificultatea de a menţine descărcarea. Ca soluţie, se utilizează o geometrie de tip magnetron invers: un catod de formă cilindrică spre exterior, un anod spre interior, de forma unui fir, şi un magnet permanent exterior care produce câmpul axial. Astfel de aranjamente prezintă avantajul că, spre deosebire de alte aranjamente, dau o dependenţă curent-presiune reproductibilă,

precum și faptul că la presiuni mici nu există riscul de a se stinge descărcarea.

La presiuni mari (peste 1Pa) și dacă rezistența serie din circuitul de colector este mică (de ordinul a 1MΩ), curentul devine suficient de mare pentru a provoca pulverizarea în regiunea catodică. Cu toate acestea, domeniul de măsură al presiunii poate fi extins peste 1Pa prin micșorarea tensiunii de accelerare a electronilor și a suprafeței anodului, prin utilizarea unor rezistențe mai mari pe circuit precum și a unor catozi din materiale cu rata de pulverizare mică. De asemenea este necesar ca vacuummetrul să fie conectat un timp minim pentru măsurarea presiunii.

În cele ce urmează prezentăm câteva vacuummetre de ionizare cu catod rece.

- *Vacuummetrul de ionizare în configurație de magnetron* (*vacuummetrul Redhead*): catodul este de forma unui disc, anodul este un cilindru perforat care lasă trecerea gazului, iar câmpul magnetic este normal la suprafața catodului; se pot măsura presiuni în domeniul $10^{-2}$Pa și $10^{-7}$Pa.
- *Vacuummetrul de ionizare în configurație tip magnetron invers* (*vacuummetrul Hobson-Redhead*); în acest tip de vacuummetru catodul este înconjurat de un catod auxiliar care acționează ca o "teacă" electrostatică ce împiedică emisia de câmp; catodul și catodul auxiliar sunt la masă, anodul este de forma unui fir metalic polarizat la o tensiune mare (aprox. 6kV), iar câmpul magnetic are valori de aproximativ 200Gs; se pot măsura presiuni în domeniul $10^{-2}$Pa și $10^{-11}$Pa.

Vacuummetre de ionizare cu surse radioactive

Dacă vacuummetrele de ionizare lucrează la presiuni mici există riscul ca descărcarea să nu se aprindă. În acest caz există posibilitatea ca inițierea ionizării gazului să fie produsă prin utilizarea de surse gamma, beta, filamente auxiliare, etc. Este vorba tot de vacuummetre de ionizare, dar care utilizează anumiți agenți ionizanți, ca de exemplu radiații X, $\gamma$, particule $\alpha$, $\beta$; un astfel de vacuummetru este *vacuummetrul Alphatron* cu care se măsoară presiuni în domeniul $10^{2}$Pa - $10^{-3}$Pa; în unele situații sursa de radiații $\alpha$ se poate înlocui cu o sursă de radiații $\beta$.

***Observații***

1. Măsurătorile de presiune se pot face atât în regim static, respectiv după ce s-a evacuat gazul și s-a întrerupt legătura incintei

cu pompa de vid, cât şi în regim dinamic, adică în timp ce pompa de vid lucrează.

2. Poziția vacuummetrului în sistemul de conducte ce leagă incinta de pompa de vid este importantă. Astfel, conductanța racordurilor de legătură face ca vacuummetrul, plasat în diferite poziții de-a lungul traseului de la incintă la pompa de vid, să arate o altă presiune decât cea existentă în incintă. Racordurile de conductanțe mici introduc diferențe mari de citire a presiunii. Evident, dacă vacuummetrul este mai aproape de pompa de vid el va arăta o presiune mai mică decât cea existentă în incintă.

3. Calibrarea vacuummetrelor se face cu diferite metode şi pentru diferite gaze (de obicei se foloseşte aer sau azot), atunci când este necesar. Dintre metodele de calibrare amintim:

- metoda vacuummetrului Mcleod, utilizată pentru domeniul de presiuni $10^{3}$Pa – $10^{-4}$Pa,
- metoda expansiunii unui volum mic şi cunoscut de gaz într-o incintă de volum mare, prin aplicarea legii lui Boyle; se foloseşte pentru domeniul de presiuni $10^{-2}$Pa-$10^{-4}$Pa,
- metoda dinamică utilizează relația $Q_V = C(P_1 - P_2)$, din care se calculează diferența de presiune, cunoscând debitul volumic $Q_v$ şi conductanța $C$.

4. În general, vacuummetrele măsoară o presiune totală, totuşi, în anumite situații, ne interesează cunoaşterea presiunilor parțiale într-un amestec de gaze, inclusiv a gazelor reziduale.

Presiunea parțială, adică presiunea exercitată de un anumit gaz asupra pereților incintei, se poate determina cu ajutorul *spectrometriei de masă*. În principiu aceste dispozitive conțin o sursă de ioni obținuți prin modalitatea "clasică" de ionizare a gazului, respectiv prin bombardarea gazului cu un fascicul de electroni produşi de catod prin emisie termoelectronică. Ionii astfel produşi sunt trecuți printr-un sistem de câmpuri electrice şi / sau magnetice care îi separă, după mase sau după energii, prin diferite metode.

Astfel, sunt cunoscute următoarele tipuri de spectrometre:

- *spectrometre de masă cu deflexie magnetică*, unde ionii sunt separați cu ajutorul unui câmp magnetic normal pe direcția de mişcare a ionilor,
- *spectrometre de masă de tip omegatron,* unde ionii sunt separați pe principiul rezonanței ciclotronice,
- *spectrometre de masă cicloidale (trohoidale)*, unde ionii sunt separați cu ajutorul unor câmpuri electrice şi magnetice statice orientate corespunzător,

- *spectrometre de masă monopolare* sau *quadrupolare*, unde ionii sunt separaţi cu ajutorul unor combinaţii de câmpuri elctrice continue şi alternative, aplicate pe anumite bare cilindrice intre care se deplasează ionii,
- *spectrometre de masă cu timp de zbor* unde ionii sunt separaţi prin timpul diferit, necesar să traverseze o anumită distanţă.

Domeniul de mase în care lucrează este diferit după tipul de spectrometru şi firma producătoare: 1 - 300 uam, 1 - 512 uam, 1 - 1024 uam, 1 - 2048 uam, etc. Sensibilitatea acestor spectrometre, respectiv presiunea limită detectată, depinde nu numai de modalitatea de separare a ionilor dar şi de detectorul de ioni care poate fi un cilindru Faraday (presiunea limită detectată este de $10^{-9}$Pa), un channeltron ($10^{-12}$Pa) sau un multiplicator de electroni secundari ($10^{-13}$Pa).

**5.** Materialele utilizate în construcţia unui vacuummetru sunt foarte diverse: metale, sticle, ceramici, plastice, dar şi anumite fluide, de ex., dacă e vorba de vacuummetre hidrostatice. Oricare ar fi tipul de vacuummetru, materialele, inclusiv fluidele de lucru, trebuie să îndeplinească anumite cerinţe generale precum şi cerinţe particulare. Dintre cerinţele generale amintim:

- rezistenţă mecanică la variaţii de presiune, precum şi la condiţii de lucru speciale, precum temperatura, câmpul magnetic, radiaţiile,
- rezistenţă chimică faţă de gazele de evacuat sau faţă de vaporii de ulei de la pompe, în special de difuzie,
- presiunea de vapori saturanţi a materialelor, la temperatura cea mai înaltă de lucru, trebuie să fie cu aproximativ un ordin de mărime sub presiunea finală ce trebuie obţinută, pentru ca materialul să nu constituie o sursă de contaminare a stării de "vid" obţinută,
- solubilitatea şi permeaţia gazelor în materialele respective trebuie să fie cât mai mică,
- cunoaşterea proceselor de sorbţie a gazelor la suprafaţa materialului respectiv,
- în cazul vacuummetrelor hidrostatice este necesar ca vâscozitatea şi densitatea lichidului să fie cât mai mici, pentru a evita inerţia în funcţionare, dar şi pentru ca deplasarea coloanei de lichid să fie cât mai mare la o diferenţă de presiune dată.

În concluzie, vacuummetrele trebuie confecţionate, pe cât posibil, numai din materiale compatibile cu starea de "vid".

## Probleme

**P.I.1**

*Se consideră o masă de gaz care la temperatura $t_i$, ocupă o incintă perfect etanşă.*

*a) Prin conectarea unui vacuummetru la incintă, volumul ocupat de gaz se măreşte cu 1/K din valoarea iniţială. Ce parametru al gazului trebuie modificat pentru ca presiunea şi masa de gaz să rămână constante ?*

*b) Dacă masa şi volumul ocupat de gaz se presupun constante, cum se modifică indicaţia vacuummetrului la o scădere a temperaturii gazului cu $n^0C$ din temperatura iniţială ?*

R.

a) Dacă presiunea şi masa de gaz rămân constante, gazul suferă o transformare izobară ($B \rightarrow C$, ***Fig. I.1.a***):

$$\frac{V_i}{T_i} = \frac{V_f}{T_f} = const. \qquad (1)$$

Întrucât $V_f = V_i + V_i / K$ şi T[K] = t[$^0$C]+273, cu notaţiile din fizica moleculară, obţinem:

$$t_f = \frac{1}{\alpha K} + t_i\left(1 + \frac{1}{K}\right) \qquad (2)$$

unde $\alpha$ este coeficientul de dilatare al gazului la presiune constantă.

Din relaţia (2) rezultă că $t_{final} > t_{initial}$, ceea ce înseamnă că gazul trebuie încălzit pentru ca presiunea şi masa să rămână constante.

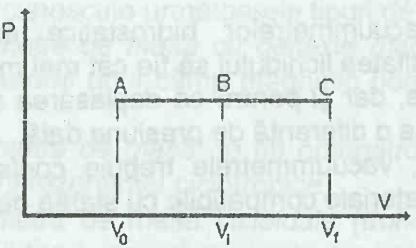



***Fig. I.1.a***

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

**b)** Dacă volumul şi masa de gaz sunt presupuse constante, transformarea suferită de gaz este izocora ($A \rightarrow B$, ***Fig. I.1.b***), ca urmare putem scrie:

$$\frac{P_A}{T_i} = \frac{P_B}{T_f} \tag{3}$$

Din datele problemei scriem $t_f = t_i - n^0C$ (4)

iar din relațiile (3) şi (4) obținem:

$$P_B = P_A \cdot \frac{1+\beta(t_i - n^0C)}{1+\beta t_i} \tag{5}$$

unde $\beta$ este coeficientul de dilatare a gazului la volum constant.

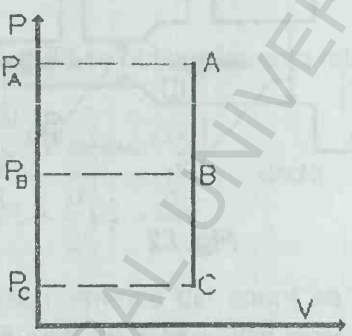



*Fig. I.1.b*

În concluzie, conform relației (5), presiunea indicată de vacuummetru scade de la $P_A$ la $P_B$.

***P.I.2***

*O incintă este legată la o pompă de vid preliminar printr-o conductă care îşi modifică secțiunea de la $S_1 = 10\ cm^2$ la $S_2 = S_1/2$ (**Fig. I.2**). Se dă viteza de pompare, $v_{pompare} = 1\ m^3/h$, iar măsurarea presiunii se face prin plasarea instrumentului de măsură în regiunea (1), respectiv în regiunea (2) (vacuummetrele $V_1$ şi $V_2$).*

***a).** Care este diferența de presiune statică măsurată cu $V_1$ şi $V_2$, la începutul pompării, ştiind că în incintă se află aer*

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

*la presiunea atmosferica ($P_0$ = 1atm ) şi la temperatura camerei ($t_0 = 27^0$ C) ?*

***b).*** *Dacă incinta de vidat are volumul V = 10 l, care este diferenţa de presiune măsurată după un timp t = 6min de la începutul operaţiei de vidare?*

***c).*** *Dacă se continuă eliminarea gazului din incintă cu o pompă de difuzie având aceeaşi viteză de pompare, cum se modifică diferenţa relativă ($\Delta P / P$) la citirea presiunii? Unde ar trebui conectat vacuummetrul pentru o precizie de măsură cât mai bună a presiunii ?*

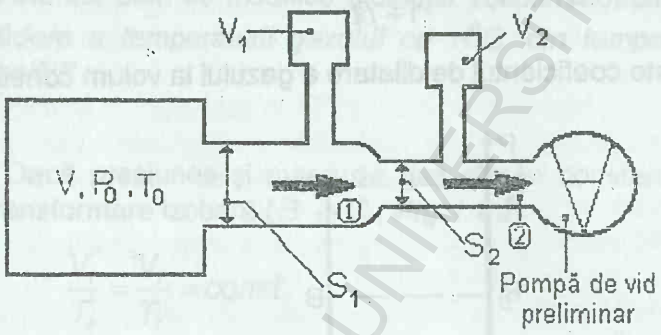



*Fig. I.2*

R.

a) Fie $P_1$ şi $P_2$ presiunile statice ale gazului în regiunile (1) şi (2), măsurate cu vacuummetrele $V_1$ si $V_2$ , iar $v_1$ şi $v_2$ vitezele corespunzătoare ale gazului. Din ecuaţia Bernoulli se calculează diferenţa de presiune la măsurarea acesteia cu $V_1$, respectiv cu $V_2$:

$$\Delta P = P_1 - P_2 = \frac{\rho}{2}\left(v_2^2 - v_1^2\right) \qquad (1)$$

Dacă se aproximează viteza gazului cu

$$v_1 = v_{pompare}/S_1 \text{ şi respectiv } v_2 = v_{pompare}/S_2 \qquad (2)$$

şi, ţinând seama că $S_2 = S_1/2$, relaţia (1) devine:

$$\Delta P = \frac{3}{2}\rho\left(\frac{v_{pompare}}{S_1}\right)^2 \qquad (3)$$

Cu datele din problemă se calculează $\Delta P$:

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\Delta P = \frac{3}{2}\frac{\mu}{V_\mu}\left(\frac{V_{pompare}}{S_1}\right)^2 \quad \text{sau} \quad \Delta P = 0{,}15 N/m^2 = 0{,}15\ Pa \quad (4)$$

Diferența relativă de presiune se calculează cu relația:

$$\varepsilon_r = \frac{\Delta P}{P_1} \quad (5)$$

Pentru a afla $P_1$ se scrie ecuația lui Bernoulli pentru trecerea incintă – conductă (regiunea 1):

$$P_0 + \frac{\rho}{2}v_T^2 = P_1 + \frac{\rho}{2}v_1^2 \quad (6)$$

unde $v_T$ este viteza termică a moleculelor de gaz în incintă, la $T_0 = 300$ K.

Din relațiile (5) şi (6) se obține diferența relativă de presiune $\varepsilon_r$

$$\varepsilon_r = \frac{\frac{3}{2}\rho\left(V_{pompare}/S_1\right)^2}{P_0 + \frac{\rho}{2}v_T^2 - \frac{\rho}{2}v_1^2} \quad \text{unde} \quad v_T^2 = \frac{3RT_0}{\mu} \quad (7)$$

Utilizând datele numerice din enunț se obține $\varepsilon_r < 10^{-3}\%$, ceea ce înseamnă că cele două vacuummetre indică practic aceeaşi presiune.

Se observă că $\varepsilon_r$ depinde de presiunea inițială din incintă (relația 7), în timp ce presiunile absolute citite cu $V_1$ şi $V_2$ sunt independente de $P_0$.

**b)** Dacă incinta este perfect etanşă, după un timp t de funcționare a pompei, presiunea din incintă devine:

$$P' = P_0 \exp\left(-\frac{V_{pompare}}{V}t\right) \quad (8)$$

unde $V$ este volumul incintei de vidat.

Din relațiile (5) şi (6) se calculează $\varepsilon_r'$:

$$\varepsilon_r' = \frac{\Delta P'}{P_1'} \quad (9)$$

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

sau:
$$\varepsilon_r' = \frac{\frac{3}{2}\rho\left(\frac{V_{pompare}}{S_1}\right)^2}{P_0 \exp\left(-\frac{D}{V}t\right) + \frac{\rho}{2}v_T^2 - \frac{\rho}{2}v_1^2} \qquad (10)$$

Utilizând datele numerice din enunț obținem: $\varepsilon_r' = 3{,}3\%$.

**c)** Dacă se continuă operația de vidare cu o pompă de difuzie (evident după obținerea presiunii limită necesară funcționării acesteia), primul termen de la numitorul relației (10), se micşorează, deci diferența relativă a presiunii creşte la măsurarea acesteia cu $V_1$ respectiv cu $V_2$. Conectarea vacuummetrului direct la incintă şi nu pe racordul de legătură cu pompa de vid ne dă presiunea cea mai apropiată de cea reală, cum de altfel, intuitiv, ne aşteptam.

*P.I.3.*

*Se consideră o incintă în care s-a realizat un "vid" înalt. Dacă S este aria unei fisuri în pereteie incintei, care este densitatea fluxului de particule care pătrund în incintă ?*

R.

Suprafața $S$ este traversată, în ambele sensuri, de particule; totuşi, deoarece în incintă vidul este înalt, putem considera că numărul de particule care traversează suprafața $S$ este practic egal cu numărul de particule care pătrunde în instalația vidată (*Fig. I.3*).

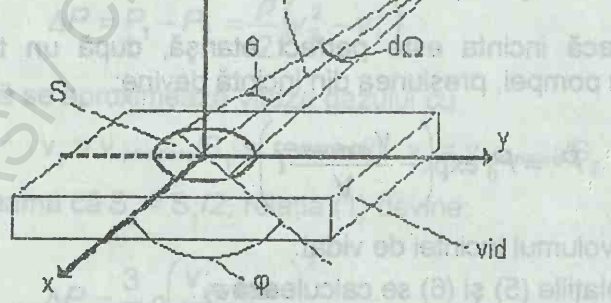



*Fig. I.3*

BCU IAŞI CENTRU UNIVERSITAR LIBRARY

Dacă $n_0$ este concentrația de particule din exteriorul incintei, numărul de particule dintr-un volum dV este

$$dN_0 = n_0 dV \tag{1}$$

iar numărul de particule care se împrăștie din volumul dV în toate direcțiile, datorită ciocnirilor, în timpul d$t$,

$$dN = \bar{v} n_0 dV d_m^{-1} dt \tag{2}$$

unde $\bar{v}$ este viteza medie a moleculelor de gaz; iar $d_m$ este drumul liber mediu.

Din toate $dN$ vor ajunge în incintă numai $dN_e$ molecule care cad pe suprafața $S$, deci cele care se află în unghiul solid d$\Omega$ (*Fig. I.3*):

$$dN_e = \frac{\bar{v}}{d_m} n_0 dV dt \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{\bar{v}}{d_m} n_0 \sin\theta \cos\theta d\varphi d\theta dr dS dt \tag{3}$$

Să notăm cu $dD_e(\theta,\varphi) = \frac{dN_e}{dt}$ mărimea ce caracterizează distribuția unghiulară a numărului de particule ce pătrund în incintă în unitatea de timp.

Pătrunderea particulelor în incintă este controlată de ciocniri și cu cât distanța r este mai mare ca $d_m$, cu atât probabilitatea ca particula să ajungă la $S$ este mai mică. Presupunând o distribuție de tip Boltzmann pentru particule în afara incintei, din relația (3) obținem:

$$dD_e = \frac{\bar{v}}{4\pi d_m} n_0 \sin\theta \cos\theta d\varphi d\theta \int_S dS \int_0^\infty \exp(-r/d_m) dr =$$

$$= \frac{n_0 S \bar{v}}{4\pi} \sin\theta \cos\theta d\varphi d\theta \tag{4}$$

În ipoteza unei distribuții izotrope a concentrației de molecule în afara incintei si a faptului că unghiul $\varphi$ nu modifică probabilitatea de ciocnire a suprafeței S de către molecule, din relația (4) obținem distribuția unghiulară a particulelor care pătrund în incintă, după $\theta$:

$$dD_e = \frac{n_0 S \bar{v}}{2} \sin\theta \cos\theta d\theta \tag{5}$$

Dacă $dj_e(\vartheta) = dD_e(\vartheta)/S$, densitatea fluxului de particule ce trece în unitatea de timp, prin unitatea de suprafață, devine:

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$dj_e(\theta) = \frac{n_0 \bar{v}}{2} \sin\theta \cos\theta d\theta \tag{6}$$

După integrarea relației (6) se obține densitatea fluxului total de particule, $j_e$, ce pătrund în incintă prin suprafața $S$:

$$j_e = \frac{n_0 \bar{v}}{4} \tag{7}$$

***P.I.4***

*Să considerăm o incintă de volum $V_0$, în care se află aer în condiții normale de presiune şi temperatură ($P_0$, $T_0$), legată la o pompă de vid preliminar. Dacă peretele incintei are o fisură de suprafață $S_0$, să se calculeze presiunea minimă care poate fi atinsă în incintă, ştiind că pompa are viteza de pompare $v_{pompare}$.*

R.

Dacă se presupune că procesul de evacuare a gazului din incintă este izoterm la temperatura $T_0$, după un timp de funcționare a pompei este valabilă relația:

$$Pv_0 = (P - dP)(V_0 + dV) \tag{1}$$

Ştiind că viteza de pompare ($v_{pompare} = -dV/dt$) şi neglijând variațiile de ordin 2, relația (1) devine:

$$\frac{dP}{P} = -\frac{v_{pompare}}{V_0} dt \text{ sau, după integrare,}$$

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{v_{pompare}}{V_0} t\right) \tag{2}$$

Dacă se presupune că, la orice moment de timp, $P = nk_B T_0$ (se presupune un gaz ideal), relația (2) poate fi scrisă şi pentru concentrația de gaz:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{v_{pompare}}{V_0} t\right) \tag{3}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

sau, prin înmulțirea relației (3) cu $V_0$ se obține legea de variație a numărului de particule din incintă în timpul operației de vidare, în ipoteza că incinta este perfect etanșă:

$$N_1 = N_0 \exp\left(-\frac{V_{pompare}}{V_0} t\right) \tag{4}$$

Dacă peretele incintei are o fisură $S_0$, în timpul t, măsurat de la începutul vidării, prin $S_0$ pătrund în incintă $N_2$ particule ce trebuie adăugate la $N_1$.

Numărul de particule care intră în incintă, în unitatea de timp, pe unitatea de suprafață, (densitatea fluxului de particule), după o direcție x, se calculează cu relația:

$$j_x = \int_0^\infty v_x dn_x \tag{5}$$

sau, presupunând o distribuție Maxwell pentru particulele din afara incintei, adică

$$dn_x = n_0 \left(\frac{m}{2\pi k_B T_0}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{m v_x^2}{2 k_B T_0}\right) dv_x \tag{6}$$

densitatea fluxului de particule $j_x$ devine:

$$j_x = \frac{n_0 \bar{v}}{4} \tag{7}$$

unde $\bar{v} = \sqrt{8 k_B T_0 / \pi m}$ este viteza medie a particulelor de gaz (presupus ideal), iar $n_0$ concentrația gazului din afara incintei (aceeași cu a gazului din incintă la începutul operației de vidare).

Dacă presupunem că fiecare particulă care ajunge pe suprafața $S_0$ pătrunde în incintă, atunci numărul de particule $dN_2$ care pătrunde în incintă prin fisura $S_0$ în unitatea de timp, este:

$$\frac{dN_2}{dt} = j_x S_0 = \frac{1}{4} n_0 \bar{v} S_0 \tag{8}$$

sau, după integrare, obținem:

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$N_2 = \frac{1}{4} n_0 \bar{v} S_0 \tag{9}$$

Pentru a obține legea de variație a numărului de particule din incintă, adunăm relațiile (4) și (9):

$$N = N_0 \exp\left( -\frac{V_{pompare}}{V_0} t \right) + \frac{1}{4} n_0 \bar{v} S_0 t \tag{10}$$

Să notăm cu $t_0$ timpul după care funcția $N\ (=N_1 + N_2)$ atinge un minim (*Fig. I.4*).

Din condiția $dN/dt = 0$, la $t = \tau_0$, obținem:

$$t_0 = \frac{V_0}{\mu} \ln \frac{4 N_0 \mu}{V_0 n_0 \bar{v} S_0} \tag{11}$$

Știind că

$$n_0 = \frac{N_0}{V_0} \qquad \text{și că:} \quad \tau_0 = \frac{V_0}{\mu} \ln \frac{4\mu}{\bar{v} S_0} \tag{12}$$

și presiunea minimă atinsă devine:

$$P_{min} = P_0 \frac{S_0}{4\mu} \left( \frac{8 k_B T_0}{\pi m} \right)^{1/2} \tag{13}$$

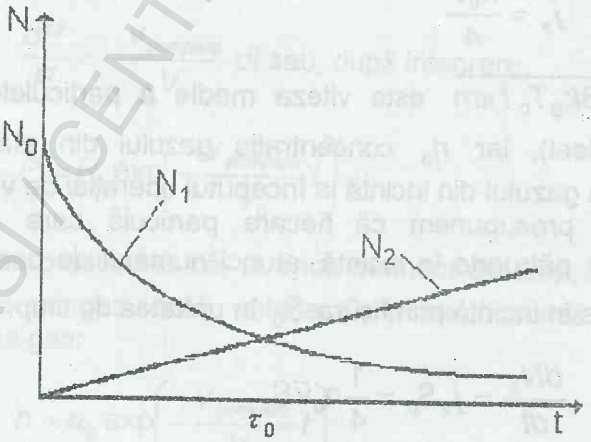



*Fig. I.4*

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

*Observație*

În relația (12) trebuie să existe totdeauna condiția $\tau_0 \geq 0$, adică

$$\frac{4\mu}{\bar{v}S_0} \geq 1 \qquad (14)$$

Din relația (14) rezultă că

$$S_0 \leq \frac{4\mu}{\bar{v}} = S_{0\ critic} \qquad (15)$$

Dacă $S_0 \rangle S_{0\ critic}$ , fluxul de particule care pătrunde în incintă ar fi mai mare decât fluxul de particule evacuat de pompă, iar presiunea în incintă ar rămâne egală cu presiunea atmosferică ($P_0$).

*P.I.5*

*O incintă perfect etanşă care conține aer în condiții normale ($P_0$ , $T_0$), este legată la o pompă de vid preliminar care realizează presiunea $P_1$ după timpul $t_1$ de la începutul funcționării.*

***a)** Să se afle timpul $\tau$ după care presiunea din incintă scade la $g \cdot P_1$ ($g > 1$) şi să se facă o discuție după valorile posibile ale lui g.*

***b)** Dacă la momentul $\tau$ se deschide un ventil electromagnetic prin care pătrunde în incintă aer cu o viteză constantă D, după cât timp de la deschiderea ventilului se ajunge la un regim staționar şi care este presiunea în acest caz ?*

R.

a) Legea de variație a presiunii dintr-o incintă legată la o pompă de vid preliminar este dată de relația:

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{v_{pompare}}{V_0} t\right) \qquad (1)$$

unde $v_{pompare} = -dV / dt$ este viteza de pompare.

Din relația (1), după integrare şi cu datele din enunț, obținem timpul după care presiunea din incintă este $g \cdot P_1$:

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\tau = t_1 \left( \ln \frac{gP_1}{P_0} \right) \cdot \left( \ln \frac{P_1}{P_0} \right)^{-1} \qquad (2)$$

În cele ce urmează se discută relația (2) după valorile posibile ale lui $g$.

Astfel, dacă

- $g = 1$, rezultă $\tau = t_1$,
- $g \rangle 1$, rezultă $\tau = t_1 \left( \ln \frac{gP_1}{P_0} \right) \cdot \left( \ln \frac{P_1}{P_0} \right)^{-1} \langle 1$

întrucât $P_1 < P_0$, unde $P_0$ este presiunea atmosferică,

- $g = \frac{P_0}{P_1} = g_{max}$, rezultă $\tau = 0$,
- $0 \langle g \langle 1$, rezultă $\tau \rangle t_1$,
- $g \to 0 \ (sau\ gP_1 \to 0)$, rezultă $\tau \to \infty$,

rezultat corect, având în vedere că este imposibil de realizat o presiune care să tindă la zero în incintă (ar fi un "vid" perfect), cu atât mai mult utilizând o pompă de vid preliminar.

**b)** Să notăm cu $D = dn/dt$ ($n$ este numărul de molecule), viteza cu care gazul pătrunde prin ventilul electromagnetic. Dacă la momentul $t = \tau$, avem $n = 0$, după integrarea relației $D = dn/dt$, se obține legea de variație a numărului de particule în timp:

$$n = D(t - \tau) \qquad (3)$$

Folosind ecuația termică de stare a gazului și relația (3) obținem variația de presiune a gazului din incintă, datorată numai deschiderii ventilului:

$$P_e = Dk_B T(t - \tau) \qquad (4)$$

Din relațiile (1) și (4) obținem legea de variație a presiunii din incintă (*Fig. I.5*):

$$P = gP_1 \left[ -\alpha \frac{t - \tau}{t_1} \right] + Dk_B T(t - \tau) \qquad (5)$$

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde s-a folosit notația:

$$\alpha = \ln \frac{P_0}{P_1} \tag{6}$$

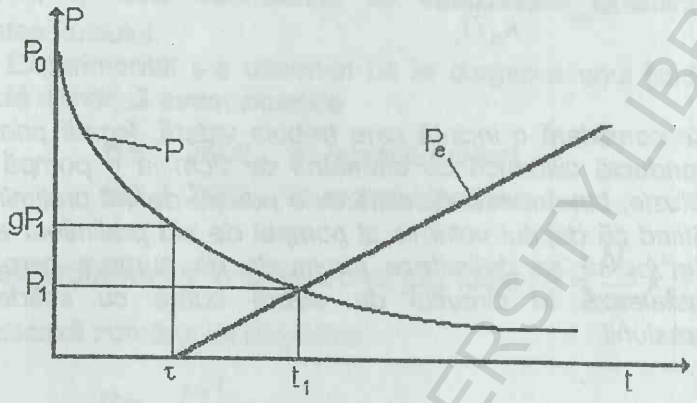



*Fig. I.5*

Stabilirea regimului staționar presupune existența unei presiuni constante în incintă, ceea ce matematic se exprimă prin:

$$dP'/dt = 0 \tag{7}$$

Din relațiile (5), (6) şi (7) obținem

$$t = \tau + \frac{t_1}{\alpha} \cdot \ln \frac{gP_1\alpha}{Dk_BTt_1}, \tag{8}$$

iar intervalul de timp $\Delta t = t - \tau$ ce trebuie să se scurgă de la deschiderea ventilului şi până la stabilirea regimului staționar devine

$$\Delta t = \frac{t_1}{\alpha} \cdot \ln \frac{gP_1\alpha}{Dk_BTt_1} \tag{9}$$

Introducând relația (8) în relația (5), obținem presiunea corespunzătoare regimului staționar:

$$P'_{min} = Dk_BT\frac{t_1}{\alpha} \cdot \left(1 + \ln \frac{gP_1\alpha}{Dk_BTt_1}\right) \tag{10}$$

BCUIAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

*Observație*

Dacă punem condiția $\Delta t \geq 0$, din relația (9) obținem o valoare limită (maximă) pentru debitul de concentrație:

$$D_{max} = \frac{gP_1\alpha}{k_B T t_1}$$

*P.I.6.*

*Se consideră o incintă care trebuie vidată, legată printr-o conductă cilindrică cu diametrul de 2cm la o pompă de difuzie, bineînțeles asociată cu o pompă de vid preliminar. Știind că debitul volumic al pompei de vid preliminar este $4m^3/h$, să se delimiteze regimurile de curgere care se instalează în circuitul de vidare odată cu scăderea presiunii.*

R.

La mișcarea fluidului apar forțe de interacțiune între moleculele de fluid precum și între acestea și pereții conductei prin care curg. Fluidele la care apar aceste forțe (forțe de frecare) se numesc fluide vâscoase.

Să considerăm că în incintă există aer în condiții normale, adică:

$T = 293K$, $P = 10^5 Pa$, $M = 29uam$ și coeficientul de vâscozitate dinamică este $\eta = 1{,}8 \cdot 10^{-5}$ *daP ( Kg/m·s).*

La evacuarea gazului din incintă se instalează următoarele 3 regimuri de curgere:

a) *regimul turbulent* care se manifestă în faza 1-a a operației de evacuare a gazului prin apariția unor vârtejuri, respectiv a unor mișcări transversale ale particulelor de fluid (turbioane); vitezele diferitelor elemente de fluid variază neregulat de la un punct la altul, iar forțele de tip Stokes nu sunt proporționale cu viteza particulelor;

b) *regimul laminar* care apare în faza a 2-a a operației de evacuare a gazului odată cu scăderea presiunii și se caracterizează prin mișcări paralele ale straturilor de fluid între ele. Într-un astfel de regim liniile de curent nu se intersectează.

Experimental s-a constatat că cele două regimuri, turbulent si laminar, pot fi delimitate cu ajutorul numărului Reynolds, Re, (raportul între forța de frecare dinamică și forța de frecare de vâscozitate):

BCU "LUCIAN BLAGA" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho \bar{v} l}{\eta} \qquad (1)$$

unde $\bar{v}$ este viteza medie a masei de gaz, $l$ este diametrul conductei, $\eta$ este coeficientul de vâscozitate dinamică și $\rho$ densitatea fluidului.

Experimental s-a observat că la curgerea unui fluid printr-o conductă cilindrică avem situațiile

$\mathrm{Re} \rangle 2400$ în *regim turbulent*,
$\mathrm{Re} \langle 2400$ în *regimul laminar*

Cu datele problemei și în ipoteza unui gaz ideal ($P = \frac{N_A}{V} k_B T$),

se calculează numărul lui Reynolds:

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho \bar{v} l}{\eta} = \qquad (2)$$

Din calcule rezultă următoarele situatii:

dacă $P \geq 368{,}64$ Torr *curgerea* este *turbulentă*
dacă $P \leq 368{,}64$ Torr *curgerea* este *laminară*

c) *regimul molecular* se poate instala întrucât instalația este echipată și cu o pompă de difuzie; acest regim se caracterizează prin mișcarea individuală a moleculelor, fluidul nemaiavând proprietăți vâscoase.

În cinetica gazelor se introduce criteriul lui Knudsen care permite să se delimiteze curgerea vâscoasă de curgerea moleculară.

Astfel, dacă $K_n = \frac{d_m}{l} \langle 0{,}01$ *regimul* este *vâscos*

dacă $K_n = \frac{d_m}{l} \rangle 1$ *regimul* este *molecular*

unde $d_m$ este drumul liber mediu și $l$ este dimensiunea caracteristică a volumului ocupat de gaz (în cazul unei incinte cilindrice $l$ este diametrul tubului).

Știind că

$$d_m = \frac{\bar{v}}{\pi \sqrt{2} d^2 n} \qquad (3)$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde $\bar{v}$ este viteza medie a moleculelor, $d$ este diametrul moleculelor şi $n$ concentraţia moleculelor.

Relaţia (3) poate fi scrisă şi sub forma

$$d_m = 1/const. \times P$$

La temperatura mediului ambiant, pentru aer: $d_m = 1/200 \times P$, unde $P$ este exprimat în Torr.

Prin urmare, regimul molecular se instalează dacă:

$$d_m / l \rangle 1 \quad \text{sau} \quad 1/200 \times P \rangle 1$$

ceea ce înseamnă (din datele problemei) că presiunea trebuie să fie mai mică decât *2,5 mTorr = 0,3325 Pa.*

***P.I.7.***

*a). Dacă o incintă de vidat este legată la o pompă cu viteza de pompare de 12 litri / sec printr-un racord cu conductanţa de $6x10^{-3}$ $m^3$/sec, care este viteza de pompare la nivelul incintei?*

*b). Cum ar trebui să se modifice conductanţa racordului astfel ca viteza de pompare la nivelul incintei să scadă numai la 50% din valoarea ei la nivelul pompei.*

*c). Este posibil ca, având aceeaşi pompă şi racorduri ca la punctul a), să obţinem o reducere a presiunii în incintă de 5 ori , în acelaşi timp ?*

R.

a). Se utilizează ecuaţia fundamentală în sistemul de vidare, respectiv

$$\frac{1}{S_{P_2}} = \frac{1}{S_{P_1}} + \frac{1}{C} \qquad (1)$$

unde $S_{P_1}$ este viteza de pompare la nivelul pompei, iar $S_{P_2}$ la nivelul incintei. Cu datele problemei, se obţine viteza de pompare la nivelul incintei, respectiv $S_{P_2}$ =*4litri/sec=14,4 $m^3$/h*, ceea ce înseamnă ca viteza de pompare la nivelul incintei a scăzut la 1/3 din valoarea ei la nivelul pompei.

b). În primul rând, conform relaţiei (1) este evident că viteza de pompare la nivelul incintei, respectiv $S_{P_2}$ nu poate depăşi viteza de pompare la nivelul pompei, respectiv $S_{P_1}$, cel puţin în cazul

BCU Cluj / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

pompelor de vid preliminar. Se utilizează relația (1) şi, cu datele din problemă, se obține

$$C = 12 litri/sec,$$

ceea ce înseamnă o creştere de 100% a conductanței pe circuit. De aici rezultă că un racord care are conductanța egală cu viteza de pompare, micşorează cu 50% viteza de pompare la nivelul incintei. Pentru a creşte viteza de pompare la nivelul incintei este necesar să utilizăm racorduri cu conductanță cât mai mare.

**c).** Se foloseşte relația (1), din care rezultă că viteza de pompare la nivelul incintei ar trebui să fie cel puțin egală cu *20litri/sec*, pentru a obține o reducere de 5 ori a presiunii *(P/5)* la nivelul incintei, menținând racordul de *C=6litri/sec*. Cu datele problemei nu este posibil să obținem *P/5*, într-un timp dat, chiar dacă C ar tinde la $\infty$. Soluția este de a folosi o pompă cu viteza de pompare mai mare. S-a presupus că debitul volumic la nivelul incintei este invers proporțional cu presiunea.

***P.I.8.***

*Într-o incintă se află azot la temperatura camerei ($20^0 C$).*
***a).*** *Să se calculeze viteza de turație (viteza unghiulară) a rotorului unei pompe turbomoleculare, astfel încât funcționarea acesteia să fie eficientă. Raza discurilor pompei este de 20 cm.*
***b).*** *Considerați necesară modificarea vitezei unghiulare dacă în incintă s-ar afla aer?*

R.

**a)** Prin funcționare eficientă a unei pompe de vid înțelegem obținerea unui vid cât mai înalt într-un timp scurt. În acest sens se defineşte eficiența pompei prin numărul de particule care sunt scoase de pompă într-un anumit timp. Dacă V este viteza tangențială a discului şi $v_T$ viteza de agitație termică a moleculelor de gaz, la funcționarea eficientă a pompei ar trebui să avem $V \approx v_T$.

Viteza de agitație termică a moleculelor este

$$v_T = \sqrt{\frac{3RT}{m}} \qquad (1)$$

unde $R$ este constanta universală a gazelor, iar $m$ masa atomică a moleculelor de gaz. Pentru azot, la temperatura camerei, $v_T \approx 400 m/s$.

Dacă viteza tangențială este de forma

$$V = \omega r \qquad (2)$$

unde $V$ este viteza tangențială a discului, $\omega$ viteza unghiulară, iar $r$ raza discului, din relațiile (1), (2) şi cu datele problemei, obținem viteza unghiulară a rotorului

$$\omega = \frac{V_T}{r} \approx 2000 rotatii / \sec \qquad (3)$$

**b)** Dacă în incintă s-ar afla aer la aceeaşi temperatură, din relația (1) rezultă că

$$V_{T\ aer} < V_{T\ azot} \qquad (4)$$

Comparând relațiile (3) şi (4) se obține că, pentru o evacuare eficientă a aerului din incintă cu ajutorul pompei turbomoleculare, este suficient ca aceasta să lucreze la o turație (viteză unghiulară) mai mică.

Este bine să cunoaştem faptul că se poate micşora turația rotorului, dacă în incintă se află aer, fără ca eficiența pompei să scadă; se ştie că vitezele de turație mari produc încălzirea electromotorului, frecarea lagărelor, dilatarea axului, vibrații, etc.. Totuşi, micşorarea lui $\omega$ trebuie corelată totdeauna cu viteza minimă de rotație a motorului şi care, la funcționarea corectă a unei pompe turbomoleculare, este de aproximativ *500 rotații /sec.*

***P.I.9***

*Să se discute interacțiunea relativă între jetul de gaz şi o paletă rotorică, astfel ca sistemul să funcționeze ca o turbină sau ca o pompă turbomoleculară. Este importantă direcția de pătrundere a jetului de gaz în ajutajul rotoric, față de înclinarea paletei fixată de axul rotoric ?*

R.

Interacțiunea dintre jetul de gaz şi o suprafață mobilă este caracterizată prin impulsul ("cantitatea de mişcare") cu care jetul acționează asupra suprafeței, dar şi prin transferul invers de impuls, de la suprafața mobilă către jetul de gaz.

Fie notațiile ***(Fig. I.9.a):***

- $\vec{V}_P$ viteza periferică (viteza tangențială) a rotorului,
- $\vec{v}_1$ şi $\vec{v}_2$ vitezele absolute ale jetului de gaz la intrarea (A) şi respectiv la ieşirea (B) din ajutajul rotoric,

BCU CLUJ / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- $\vec{v}_{1r}$ şi $\vec{v}_{2r}$ vitezele relative ale jetului față de paleta rotorică la intrare şi ieşire,
- $\alpha_1$ şi $\alpha_2$ unghiurile pe care le fac $\vec{v}_1$ şi $\vec{v}_2$ cu direcția vitezei periferice;
- $\beta_1$ şi $\beta_2$ unghiurile pe care le fac $\vec{v}_{1r}$ şi $\vec{v}_{2r}$ cu direcția vitezei periferice (se numesc "unghi de atac" şi respectiv "unghi de fugă").

În urma interacțiunii *jet de gaz – suprafață mobilă*, sistemul poate funcționa ca o *pompă* (sistem care transferă energia mecanică a rotorului către jetul de gaz, într-un proces de comprimare) sau ca o *turbină* (sistem care produce lucru mecanic motor prin transformarea energiei interne a gazului în energie mecanică, într-un proces de destindere).

Se presupune că jetul de gaz pătrunde în ajutajul rotoric cu $\vec{v}_{1r}$, viteză tangentă la profilul paletei rotorice (definit de unghiul $\beta$), situația cea mai favorabilă pentru a nu se forma turbioane la intrarea jetului de gaz în ajutajul rotoric.

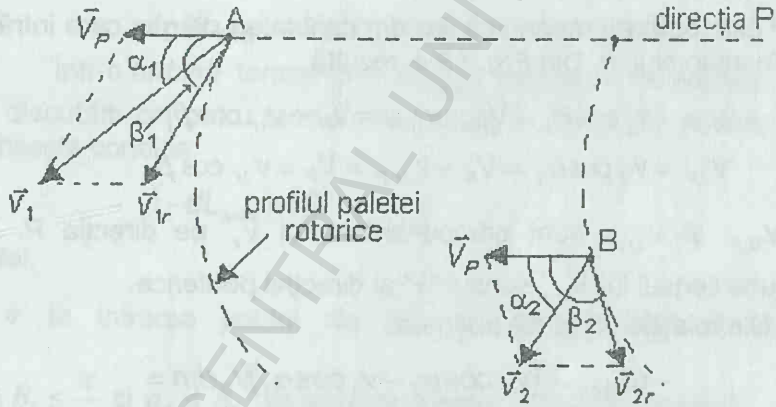



*Fig. I.9.a Triunghiul de viteze la intrarea (A) şi la ieşirea (B) din ajutajul rotoric*

Conform ecuației lui Euler (a doua ecuație Euler), la curgerea fluidelor prin turbomaşini, ecuația momentului cantității de mişcare $M$, pe direcția lui P, este de forma:

$$M = (v_{2P} r_2 - v_{1P} r_1) \frac{dm}{dt} \qquad (1)$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde $dm/dt$ este debitul masic de gaz, $v_{1P}$ şi $v_{2P}$ componentele vitezelor $\vec{v}_1$ şi $\vec{v}_2$ pe direcţia P (sensul de mişcare al rotorului sau direcţia vitezei periferice), la intrarea şi ieşirea din ajutajul rotoric, $r_1$ şi $r_2$ razele medii ale secţiunilor de intrare şi ieşire ale ajutajului rotoric.

Dacă $\omega$ este viteza unghiulară a rotorului, vitezele la intrarea (A) şi la ieşirea (B) din ajutaj sunt ***(Fig. I.9.a.)***:

$$V_{PA} = \omega r_1 \text{ şi } V_{PB} = \omega r_2 \tag{2}$$

Evident, dacă presupunem că $r_1 = r_2$ şi $\omega$=constant, rezultă:

$$V_{PA} = V_{PB} = V_P = const. \tag{3}$$

Să calculăm lucrul mecanic tehnic, de fapt energia mecanică schimbată de jetul de gaz cu exteriorul, prin intermediul axului rotor:

$$-dL_{tech} = (Pdt) = (M\omega dt) = (v_{2P} - v_{1P})V_P dm \tag{4}$$

unde $P$ este puterea mecanică, iar $dm$ cantitatea de gaz care intră în ajutaj, în intervalul $dt$. Din ***Fig. I.9.a.*** rezultă:

$$\begin{aligned} v_{1P} &= v_1 \cos\alpha_1 = V_P + v_{1r,P} = V_P + v_{1r}\cos\beta_1 \\ v_{2P} &= v_2 \cos\alpha_2 = V_P + v_{2r,P} = V_P + v_{2r}\cos\beta_2 \end{aligned} \tag{5}$$

unde $v_{1r,P}$ şi $v_{2r,P}$ sunt componentele lui $\vec{v}_r$ pe direcţia P. Se presupune sensul lui $\vec{V}_P$, sensul "+" al direcţiei periferice.

Din relaţiile (4) şi (5) obţinem:

$$\begin{aligned} -dL_{tech} &= (v_2\cos\alpha_2 - v_1\cos\alpha_1)V_P dm = \\ &= (v_{2r}\cos\beta_2 - v_{1r}\cos\beta_1)V_P dm \end{aligned} \tag{6}$$

Relaţia (6) este importantă întrucât semnul acesteia ne arată dacă *sistemul jet de gaz – paletă mobilă* funcţionează ca o *pompă* sau ca o *turbină*. Astfel,

- dacă $(-dL_{tech}) < 0$, jetul de gaz "transferă impuls" paletei rotorice (efect motrice), iar *sistemul jet de gaz – paletă mobilă* funcţionează ca o *turbină*;
- dacă $(-dL_{tech}) > 0$, paleta rotativă "transferă impuls" jetului de gaz (efect rezistent), iar *sistemul jet de gaz – paletă mobilă* funcţionează ca o *pompă*.

BCU / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Conform relației (6), valoarea și semnul lucrului mecanic tehnic depind de geometria paletei rotorice, respectiv de unghiurile $\beta_1$ și $\beta_2$.

În cele ce urmează vom analiza această influență pentru cele două cazuri tipice, adică pentru o *turbină* (cu acțiune, pentru simplificarea analizei) și o *pompă* (pompă turbomoleculară) presupunând o curgere ideală, fără frecări.

**a)** Într-o *turbină cu acțiune,* în cazul curgerii teoretice fără frecări, valoarea vitezei relative la curgerea jetului de gaz prin ajutajul rotoric rămâne constantă, adică

$$v_{1r} = v_{2r} = v_r \tag{7}$$

Cu ajutorul relației (7), relația (6) devine:

$$(-dL_{tech}) = V_P v_r (\cos\beta_2 - \cos\beta_1) dm \tag{8}$$

sau

$$(-dL_{tech}) = V_P (v_2 \cos\alpha_2 - v_1 \cos\alpha_1) dm \tag{9}$$

Într-o *turbină* termenul $(-dL_{tech})$ trebuie să fie *negativ.*

Să discutăm cei patru termeni din ecuațiile (8) și (9), a căror semn stabilește condiția

$$(-dL_{tech}) < 0$$

Astfel,

- la intrarea jetului de gaz în ajutaj, dacă $0 \le \alpha_1 \le \frac{\pi}{2}$, $0 \le \beta_1 \le \frac{\pi}{2}$ și $\alpha_1 \le \beta_1$, se asigură semnul "-" pentru termenii $(-v_1 \cos\alpha_1)$ și $(-\cos\beta_1)$,
- la ieșirea jetului de gaz din ajutaj, dacă $\frac{\pi}{2} \le \alpha_2 \le \pi$, $\frac{\pi}{2} \le \beta_2 \le \pi$ și $\alpha_2 \le \beta_2$, se asigură semnul "-" pentru termenii $v_2 \cos\alpha_2$ și $\cos\beta_2$.

În ipoteza că aceste inegalități pentru unghiuri sunt satisfăcute, din relațiile (5) se deduce că:

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- la intrare, pe direcţia vitezei periferice a rotorului $V_P$, apare o componentă de acelaşi semn ($v_{1P} > V_P$) şi rotorul este "împins" de jetul de gaz ce intră în ajutaj (efect motrice la intrare),
- la ieşire, $v_{2P}$ este de sens contrar lui $V_P$, ceea ce înseamnă că rotorul este "împins" de jetul de gaz ce părăseşte ajutajul (efect motrice la ieşire).

Valoarea maximă a lui $(-dL_{tech})$ s-ar obţine pentru $\alpha_1 = \beta_1 = 0$ şi $\alpha_2 = \beta_2 = \pi$, o situaţie limită care nu este posibilă chiar şi în cazul ideal deoarece jetul de gaz "trebuie" să aibă o curgere de ansamblu, axială, ca urmare:

$$v_{axiala} > 0 \quad \text{,iar} \quad \vec{v} = \vec{V}_P + \vec{v}_{axiala},$$

ceea ce implică

$$0 < \alpha_1 < \beta_1 \leq \frac{\pi}{2} \quad \text{, respectiv} \quad \frac{\pi}{2} \leq \alpha_2 < \beta_2 < \pi$$

b) Intr-o *turbopompă* semnul lui $(-dL_{tech})$ trebuie să fie *pozitiv*. Pentru a face analiza, apelăm suplimentar la ecuaţiile de conservare ale energiei şi masei.
Să scriem ecuaţia de conservare a energiei:

$$(-dL_{tech}) = \left[\frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + \frac{V_{1r}^2 - V_{2r}^2}{2}\right] dm, \tag{10}$$

sau

$$(-dL_{tech}) = \frac{\Delta P_d}{\rho_m} dm - \frac{\Delta P_s}{\rho_m} dm, \tag{11}$$

unde $\Delta P_d = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} \rho_m$ este "câştigul" de presiune dinamică la curgerea gazului prin rotor, $\Delta P_s = \frac{V_{1r}^2 - V_{2r}^2}{2} \rho_m$ "câştigul" de presiune statică la curgerea gazului prin rotor, iar $\rho_m$ densitatea medie a gazului.
Să scriem ecuaţia de conservare a masei:

$$\rho_m v_{1r} Lt \cos\left(\beta_1 - \frac{\pi}{2}\right) \equiv \rho_m v_{2r} Lt \cos\left(\beta_2 - \frac{\pi}{2}\right) \tag{12}$$

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde L este înălțimea ajutajului rotoric, iar t lățimea ajutajului rotoric *(Fig.I.9.b)*.

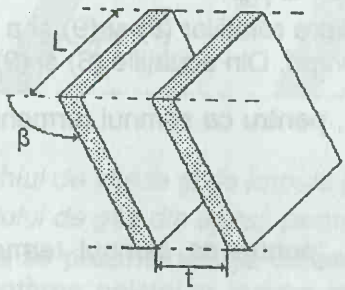



*Fig. I.9.b*

Reamintim faptul că, din punct de vedere termodinamic, într-o turbină gazul se destinde adiabatic, în timp ce în turbopompă gazul este comprimat adiabatic.

Din *Fig. I.9.b* se observă că

$$t\cos\left(\beta-\frac{\pi}{2}\right)=t\sin\beta$$

ceea ce înseamnă că, din relația (12) rezultă

$$v_{1r}\sin\beta_1=v_{2r}\sin\beta_2$$

Ecuațiile (8) şi (9) sunt echivalente cu ecuația (10). În adevăr, din triunghiurile de viteze *(Fig. I.9.c)* avem:

$$v_1^2=\left(V_P-v_{1r}\cos\beta_1\right)^2+v_{1r}^2\sin^2\beta_1$$

sau

(13)

$$v_{1r}^2=\left(V_P-v_1\cos\alpha_1\right)^2+v_1^2\sin^2\alpha_1 \qquad (14)$$

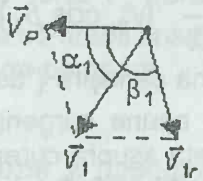



*Fig. I.9.c*

Relații similare se pot scrie şi la ieşirea jetului. Prin înlocuirea relației (13) sau (14) în relația (10), obținem relațiile (8) şi (9).

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În ecuaţia de conservare a masei (ecuaţia 12) s-a presupus că densitatea gazului variază puţin la trecerea prin ajutajul rotoric, adică s-a impus $\rho_1 \cong \rho_2 \cong \rho_m$.

Să revenim asupra relaţiilor (8) şi (9) şi a condiţiei ca sistemul să funcţioneze ca o *pompă*. Din ecuaţiile (8) şi (9) rezultă că

$\beta_1 \geq \frac{\pi}{2}$, pentru ca semnul termenului $(-v_{1r}\cos\beta_1)$ să fie pozitiv şi

$\beta_2 \leq \frac{\pi}{2}$, pentru ca semnul termenului $(-v_{2r}\cos\beta_2)$ să fie pozitiv.

În realitate condiţia $\beta_2 \leq \frac{\pi}{2}$ nu poate fi realizată din următoarele considerente:

- în acord cu relaţiile (10) şi (11) presiunea dinamică $P_d$ pe treaptă creşte dacă viteza absolută $v_2$ creşte, adică unghiul $\beta_2$ scade *(Fig.I.9.a)*,
- în acord cu aceleaşi relaţii (10) şi (11), presiunea statică $P_s$ pe rotor creşte dacă $v_r$ scade, iar din relaţia (12) se obţine că

$$v_{2r} = v_{1r}\frac{\sin\beta_1}{\sin\beta_2}$$

ceea ce înseamnă că valoarea minimă a lui $v_{2r}$ corespunde lui $\beta_2 = \frac{\pi}{2}$ (pentru $\beta_1$ impus),

- dacă impunem $\beta_2 < \frac{\pi}{2}$, $(v_{2r}\cos\beta_2) > 0$ dar nu corespunde la $P_s$ maxim şi în plus, în zona de ieşire ("de fugă"), interacţiunea *jet de gaz – paletă rotorică* se opune curgerii gazului deoarece forţa axială pe care o exercită paleta asupra curentului de gaz acţionează în sens contrar curgerii axiale *(Fig. I.9.d)*.

BCU Cluj / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

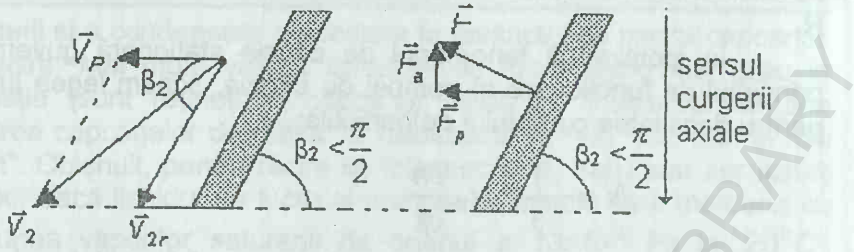



*Fig. I.9.d Triunghiul de viteze și de impuls (sau de forțe $\vec{F}$), la ieșirea jetului de gaz din ajutaj, pentru $\beta_2 < \pi/2$*

În *Fig. I.9.e* se prezintă soluția corectă, la *pompe* cu curgere axială, pentru orientarea paletei la ieșirea jetului din ajutajul rotoric. Se observă că, pentru $\beta_2 \geq \frac{\pi}{2}$, $\vec{F}_a$ are același sens cu sensul curgerii axiale.

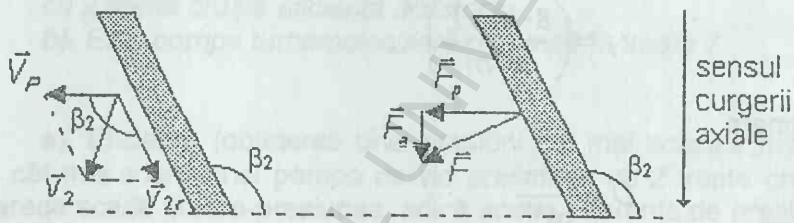



*Fig. I.9.e Triunghiul de viteze și de impuls (sau de forțe $\vec{F}$) la ieșirea jetului de gaz din ajutaj, pentru $\beta_2 \geq \pi/2$*

**Observație**

În cele prezentate mai sus ne-am referit la *pompe cu curgere axială* a gazului. La *pompe centrifuge* (curgere radială) se poate ca unghiul $\beta_2 < \pi/2$, dar forța $F_a$ (orientată în sens invers curgerii gazului - ***Fig. I.9.d***) este contrabalansată de forța centrifugă care este forța activă în procesul de pompare.

***P.I.10***

*Pompele de difuzie și turbomoleculară permit obținerea unui vid înalt. În ipoteza că ele realizează aceeași presiune limită, să se discute eficiența acestora (obținerea unui vid înalt într-un interval de timp cât mai scurt) în funcție de masa moleculară a particulelor de gaz evacuat.*

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

R.

În ipoteza că fenomenul de difuzie staţionară guvernează principiul de funcţionare al pompei de difuzie, scriem legea lui Fick pentru densitatea curentului de particule:

$$N = -\frac{1}{3} d_m v_T \frac{\partial n}{\partial x} \qquad (1)$$

unde $N$ este numărul de particule ce traversează în unitatea de timp, unitatea de suprafaţă, $d_m$ drumul liber mediu, $v_T$ viteza de agitaţie termică, iar $n$ concentraţia de particule.

Din legea lui Fick

$$N = -D \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \qquad (2)$$

unde $D$ este coeficientul de difuzie şi ştiind că

$$v_T = \left( \frac{8 \cdot k_B \cdot T}{\pi \cdot m} \right)^{1/2}, \qquad (3)$$

obţinem

$$D \approx \frac{1}{m^{1/2}} \qquad (4)$$

ceea ce înseamnă că eficienţa pompelor de difuzie creşte cu cât gazul este mai "uşor".

In cazul pompelor turbomoleculare, având în vedere principiul de funcţionare (vezi capitolul I.2) precum şi faptul că viteza de agitaţie termică depinde de masă ($v_T \approx \frac{1}{m^{1/2}}$), înseamnă că, pentru aceeaşi viteză de turaţie a axului pompei, eficienţa acesteia creşte cu cât gazul este mai "greu".

*P.I 11*

*Care este rolul capcanelor de răcire ataşate la unele instalaţii echipate cu pompe de difuzie.*

R.

Pompa de difuzie permite obţinerea unor presiuni limită de $10^{-3}$–$10^{-4}$ *Pa;* obţinerea acestor valori depinde de presiunea vaporilor saturanţi ai lichidului de lucru (de ex., ulei siliconic, mercur). Scăderea temperaturii determină o scădere a presiunii vaporilor

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

saturanți și o condensare a acestora la contactul cu pereții capcanei de răcire. Mai mult, vaporii lichidului de lucru ajung mai greu în instalație (sunt reținuți în capcană), ceea ce înseamnă că prin folosirea capcanelor de răcire se realizează un "vid" mai bun și mai "curat". Obișnuit, pentru răcire se folosesc azot, heliu sau aer lichid. De ex., dacă lichidul de lucru al pompei cu difuzie este mercurul cu presiunea vaporilor saturanți de ordinul a $13x10^{-2}$ *Pa* la $20^0C$, utilizarea unei capcane de răcire cu azot lichid poate să micșoreze presiunea vaporilor saturanți până la $10^{-25}$ *Pa*. Pompele de difuzie care folosesc capcane de răcire cu heliu lichid se numesc pompe criogenice și permit obținerea unui vid ultra înalt (aprox. $10^{-10}$ *Pa*).

*P.I.12*

*Pentru îmbunătățirea stării de "vid" într-o incintă se folosesc pompe cu mai multe trepte.*
*a). Să se explice de ce utilizarea unor pompe de vid preliminar cu 2 trepte crește eficiența acestora.*
*b). Este pompa turbomoleculară o pompă în trepte ?*

R.

a). Eficiența (obținerea unei presiuni cât mai scăzute într-un timp cât mai scurt) unei pompe de vid preliminar cu 2 trepte crește deoarece scade contra-presiunea, adică scade diferența de presiune dintre exteriorul pompei și presiunea din incinta de vidat. Astfel, într-o pompă cu mai multe trepte (etaje), fiecare treaptă poate fi considerată o pompă simplă și contra-presiunea între o treaptă și cealaltă este mai mică, ceea ce permite o eliminare mai eficientă a gazului. Utilizarea de pompe cu 2 trepte micșorează presiunea limită cu 1-2 ordine de mărime. Totuși, pentru obținerea vidului preliminar la pompele de difuzie, turbomoleculare, etc, este suficient să utilizăm pompe cu o singură treaptă, mai ales că pompele cu 2 trepte sunt mai scumpe, iar treapta de vid înalt solicită ungerea pieselor în mișcare și conduce, în cele din urmă, la uzură.

b). Din schema de principiu a unei pompe turbomoleculare (**Fig. I.14**) se observă că fiecare sistem format dintr-un disc fixat pe stator și un disc rotoric constituie o treaptă, de fapt o pompă turbomoleculară, deci montarea mai multor discuri poate fi echivalată cu treptele existente la unele tipuri de pompe, cum ar fi pompele de vid preliminar sau pompele de difuzie.

B.C.U. „Al. I. Cuza" IAȘI FIZICA

Pentru a creşte şi mai mult eficienţa pompei, pe discurile rotorului se aşează palete astfel orientate încât direcţia imprimată mişcării gazului să fie spre pompa de vid preliminar.

*P.I.13.*

*Să se prezinte avantajele utilizării pompelor turbomoleculare prin comparaţie cu pompele de difuzie, de exemplu.*

R.

Utilizarea pompelor turbomoleculare prezintă următoarele avantaje:

- se obţine o presiune limită mai coborâtă ($10^{-6}$Pa) decât cu pompele de difuzie obişnuite ($10^{-3}$Pa),
- debitul volumic este constant într-un domeniu larg de presiuni, începând de la 1Pa (pentru majoritatea tipurilor de pompe) spre presiunea limită,
- punerea rapidă în funcţiune, respectiv regimul nominal se atinge după 5-10 minute de la alimentarea motorului de antrenare (în cazul gazelor "grele" regimul nominal se atinge la turaţii mai mici),
- nu necesită capcane de răcire,
- se obţine un vid "curat", fără riscul impurificării cu vapori de ulei sau mercur.

*P.I.14.*

*În tehnica obţinerii vidului înalt (aprox. $10^{-6}$Pa) se pot folosi substanţe numite getteri. Care este fenomenul fizic pe baza căruia aceste substanţe îmbunătăţesc starea de vid? Prezentaţi unele utilizări ale acestor substanţe precum şi avantajele folosirii lor.*

R.

Getterii sunt materiale care folosesc la obţinerea şi menţinerea unor presiuni scăzute în incinte de volum mic şi care sunt închise (ex. în cazul tuburilor electronice). După închiderea incintei din sticlă se produce vaporizarea prin efect Joule a getterului (de obicei sub formă de filament sau sferă) care prin depunere pe pereţii incintei antrenează şi moleculele de gaz din incintă. Depunerile care se observă pe peretele interior al incintei reprezintă materialul depus ce conţine moleculele gazului de lucru, fie adsorbite fie absorbite.

În cele mai multe cazuri getterii sunt depuneri metalice care reţin moleculele de gaz dintr-o incintă prin fenomenul de adsorbţie, deci prin reţinerea lor la suprafaţa materialului. Există substanţe (titan, molibden, aliaje ale acestora, etc.) care pot reţine moleculele

dintr-un volum de 10 până la 50 de ori mai mare decât însuși volumul ocupat de getter. Simultan cu fenomenul de adsorbție are loc și o pătrundere a moleculelor de gaz în volumul materialului, deci un fenomen de absorbție. De obicei unul din cele două fenomene predomină în funcție de materialul folosit ca getter și de natura gazului de lucru. Dacă gazul este ionizat, adsorbția în getter crește, iar după un timp de funcționare apare un fenomen de saturație și viteza de pompare începe să scadă.

Utilizarea unui getter în instalația de vidat are o serie de avantaje dintre care amintim:

- nu necesită pompe de vid preliminar care să asigure deplasarea gazelor spre exterior,
- realizează un vid "curat" și mai înalt decât pompa de difuzie cu ulei, fără capcane de răcire,
- nu necesită capcane pentru reținerea gazelor reziduale,
- nu necesită instalații adiacente care ar mări volumul de vidat.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

# *Capitolul II.* CVASINEUTRALITATEA ELECTRICĂ A PLASMEI

## *II. 1. Cvasineutralitatea electrică - proprietate fundamentală a sistemelor fizice macroscopice*

Starea oricărei forme de existenţă a materiei, fie că este substanţă organizată sub forma unor sisteme fizice, inclusiv biologice, fie că este câmp, se caracterizează printr-o mărime univoc determinată numită energie internă. Dacă un sistem fizic se află într-un câmp de forţe extern (mecanic, termic, electric, magnetic, gravitaţional, etc.), atunci starea de existenţă a sistemului este determinată şi de energia externă, respectiv de energia suplimentară furnizată de câmp sistemului fizic, la energia sa internă adăugându-se energia corespunzătoare acestor câmpuri.

În natură toate interacţiile dintre sisteme, inclusiv interacţiile care conduc la transformări fizico-chimice ale acestora, sunt provocate de intervenţia energiei sub diferite forme (mecanică, termică, electrică, magnetică, radiantă, metabolică, etc.), convertibile una în alta. În evoluţia sistemului fizic, interacţia cu mediul exterior este descrisă de principiul echivalenţei energiilor. Principiul echivalenţei între diferite forme de energie exprimă de fapt indestructibilitatea energiei care, prin interacţiile pe care le provoacă între sisteme, asigură unitatea lumii materiale. Această unitate, acest "tot armonios", se regăseşte nu numai la nivelul lumii materiale, dar şi la nivelul fiecărui sistem fizic, fie că este solid, lichid, gaz, plasmă sau organism viu.

La nivelul unui sistem fizic, ca rezultat al interacţiei între particulele sau grupurile de particule care-l alcătuiesc, au loc interacţii care se suprapun, alternează sau se combină şi dau, în cele din urmă, aspectul de unitate (întreg) al sistemului. Prin urmare,

BUCHAREST UNIVERSITY LIBRARY

sistemul fizic nu este un simplu produs al hazardului, ci este rezultatul unor interacţii provocate de intervenţia energiei.

O proprietate fundamentală a tuturor sistemelor fizice (solid, lichid, gaz, plasmă, sistem biologic), la nivel macroscopic, este *neutralitatea electrică* care, matematic, se exprimă prin relaţia

$$\sum_k Z_k q_k n_k = 0 \qquad \text{II.1}$$

unde $n_k$ este concentraţia unui sort sau grup de particule încărcate $k$ ce constituie sistemul fizic, $q_k$ sarcina electrică şi $Z_k$ ordinul maxim de ionizare.

Având în vedere că pe distanţe sau în volume mult mai mici faţă de dimensiunile sistemului fizic pot să apară fenomene de polarizare locală şi deci abateri de la starea de neutralitate electrică, se consideră că denumirea de *cvasineutralitate electrică* este mai apropiată de realitatea fizică decât denumirea de *neutralitate electrică*.

În plasmă şi nu numai aici, această proprietate este datorată interacţiilor coulombiene între particulele încărcate (electroni şi ioni) care compun sistemul fizic. Astfel, dacă într-un loc din plasmă apare un exces de sarcini de un anume semn, situaţie posibilă cu intervenţia unei energii din exterior (termică, electrică, magnetică, etc.), în urma interacţiilor coulombiene între particulele încărcate, neutralitatea este restabilită. De fapt, apariţia acestor interacţii coulombiene înseamnă apariţia unei mişcări ordonate (energie ordonată) care se suprapune peste mişcarea de agitaţie termică (energie dezordonată) a constituenţilor plasmei şi reface starea de neutralitate electrică. Dacă starea de neutralitate este perturbată, interacţiile coulombiene sunt cele care refac neutralitatea electrică, iar dacă nu există o perturbaţie (energie) din exterior, agitaţia termică este cea care menţine neutralitatea electrică a plasmei. De altfel singura formă de energie dezordonată este energia termică, celelalte forme de energie cunoscute (electrică, magnetică, gravitaţională, nucleară, etc.) sunt forme de energie ordonată.

Faptul că această formă de energie (energia termică) asigură sau restabileşte (când este cazul) neutralitatea unui sistem fizic (probabil nu numai cea electrică), ar putea justifica definiţia dată de Leibnitz energiei de agitaţie termică ($mv^2/2$) şi anume aceea de "forţă vie" ?

În concluzie, *sistemele fizice macroscopice* se deosebesc prin proprietăţi fizico-chimice determinate de natura şi tăria forţelor care se exercită între constituenţii săi, dar se aseamănă prin cel puţin o *proprietate comună - neutralitatea electrică*.

## II.2. Definiţia plasmei. Parametri fundamentali

*Plasma* reprezintă un *sistem fizic* format din *particule neutre* şi *excitate*, *electroni* şi *ioni*, *fotoni*, în continuă *mişcare* şi *interacţie*.

Orice sistem fizic implică o cantitate de substanţă plus o cantitate de energie conţinută sub diferite forme, care împreună definesc proprietăţile fizico-chimice ale sistemului respectiv. Organizată sub formă de plasmă, substanţa se află în starea energetică cea mai înaltă. Pentru a explica această afirmaţie să considerăm un sistem fizic în stare solidă şi să urmărim modificarea stării de agregare până la obţinerea stării de plasmă.

Pentru a "distruge" *starea solidă*, respectiv pentru a distruge forţele de interacţie între constituenţii săi şi care determină proprietăţile caracteristice (volum şi formă bine definite), este necesar să comunicăm energie sistemului de ordinul energiei de legătură între particulele care îl compun, respectiv o energie de ordinul a $10^{-2}$ - $10^{-1}$ eV / particulă. *Starea de fluid* astfel obţinută este formată din particule a căror energie cinetică este mai mare decât anumite energii de interacţie între particule, ceea ce modifică proprietăţile sistemului fizic ca întreg (numai volum bine definit).

Un astfel de sistem poate fi "distrus" dacă i se comunică energie de ordinul energiilor de tip Van der Waals, adică energii de ordinul a 1-3 eV / particulă. Se obţine astfel *starea gazoasă* formată din particule a căror energie este mai mare decât energia de interacţie Van der Waals între particule, asigurând alte caracteristici acestei stări de agregare. Dealtfel este uşor de observat că, o dată cu creşterea energiei de agitaţie termică a particulei, forţele de interacţie dintre particule nu reuşesc să mai păstreze proprietăţile iniţiale ale sistemului respectiv.

Dacă unui astfel de sistem îi comunicăm energie de ordinul energiilor de legătură a electronilor în atom, respectiv de ordinul a 2 - 30 eV / particulă, se obţine *starea de plasmă*, o stare de agregare formată din particule cu energii cinetice de ordinul energiilor de ionizare ale atomilor. Între astfel de particule (pozitive, negative, neutre) pot exista de asemenea interacţii de tip Van der

Waals, dar acestea sunt nesemnificative ca valoare față de energiile de agitație termică a particulelor. Mai mult, un astfel de sistem este format din particule încărcate electric între care apar forțe de tip electrostatic, forțe cu rază mare de acțiune care conferă unui astfel de sistem caracteristici deosebite.

Dacă continuăm raționamentul, respectiv dacă s-ar comunica sistemului de plasmă energie de ordinul energiei de legătură a nucleonilor în nucleu, acesta ar putea fi "distrus", ajungându-se la o altă stare de existență a substanței numită *starea de "gaz nucleonic"*. Într-un astfel de sistem, în ipoteza că s-ar obține, energia de agitație termică a particulelor ar fi de ordinul a 1-8 MeV / particulă. Raționamentul făcut arată clar că a discuta despre o anume stare de agregare a substanței în afara energiei este un concept pur teoretic. Substanța implică totdeauna un câmp de forțe, deci prezența energiei care "definește" starea de agregare și proprietățile sistemului respectiv.

Să considerăm *starea de plasmă*, deci un sistem de particule neutre și excitate, ioni "+" și "-", electroni, fotoni, în continuă mișcare și interacție. Studiul proprietăților fizico-chimice ale plasmei într-o stare dată, precum și a proceselor care se petrec la interacția acesteia cu câmpuri exterioare se face cu ajutorul unor *parametri fundamentali* (determinați de faptul că plasma este un sistem statistic de particule) și a unor *parametri derivați* sau *caracteristici* (determinați de interacțiile specifice între constituenții plasmei).

## II.2.1. Concentrația și gradul de ionizare

Pentru fiecare sort de particule din plasmă se definește concentrația, respectiv numărul de particule din unitatea de volum: $n_e$ - concentrația electronilor, $n_i$ - concentrația ionilor, $n_n$ - concentrația neutrilor (atomi și/sau molecule), și $n_0$ - concentrația totală a particulelor, unde $n_0 = n_e + n_i + n_n$.

Acești parametri variază într-un domeniu foarte larg, de ex., $n_e$ este de ordinul a $10^2$ $cm^{-3}$ în cazul plasmelor interstelare și de ordinul a $10^{23}$ $cm^{-3}$ în plasma stării solide sau în cea din interiorul stelelor.

Așa cum s-a arătat, plasma reprezintă un gaz parțial sau total ionizat care satisface anumite proprietăți, prin urmare un parametru important în descrierea stării de plasmă este raportul între

concentraţia particulelor ionizate şi a celor neutre, numit gradul de ionizare ($\alpha$) şi care se defineşte prin relaţia

$$\alpha = \frac{concentratia\ ionilor}{concentratia\ ionilor\ + concentratia\ neutrilor} = \frac{n_i}{n_i + n_n} \qquad \text{II.2}$$

Gradul de ionizare variază într-un domeniu foarte larg, de la $10^{-4}$ (din 10.000 de atomi , aprox. unul este ionizat) în gazele foarte slab ionizate (plasma descărcărilor electrice în gaze) până la valoarea maximă 1, în gazele total ionizate (plasma termonucleară, plasma din Soare sau din convertorii termoionici, etc.). Dacă gazul ionizat conţine ioni multiplu ionizaţi, gradul de ionizare este de forma

$$\alpha = \frac{\sum_k n_k}{n_n + \sum_k n_k} \qquad \text{II.3}$$

unde $n_k$ este concentraţia unui sort sau grup de particule încărcate $k$ şi $Z_k$ ordinul maxim de ionizare.

Gradul de ionizare reprezintă un parametru important fiind determinat de natura interacţiilor dominante în plasmă.

## II.2.2 Distanţa medie dintre particule şi drumul liber mediu

Într-o plasmă de concentraţie $n_0$, distanţa medie dintre particule ($d$), într-o primă aproximaţie, respectiv dacă se consideră particulele fixe şi punctuale, se calculează cu relaţia

$$d = n_0^{-1/3} \qquad \text{II.4}$$

sau, dacă se consideră mişcarea relativă a particulelor, $d = 0.554 n_0^{-1/3}$ (pentru deducerea relaţiei vezi problema *P. II.1*).

Particulele din plasmă se află în continuă mişcare şi interacţie, se ciocnesc între ele şi parcurg între 2 ciocniri consecutive traiectorii aproximativ rectilinii de lungimi diferite $\lambda_i$. Media acestor drumuri libere $\lambda_i$ se numeşte drum liber mediu ($\overline{\lambda}$) şi reprezintă un parametru care se discută în legătură cu fenomenul de ciocnire între diferite sorturi de particule din plasmă. Prin urmare se defineşte un drum liber mediu la ciocnirea electron - neutru ($\overline{\lambda}_{e-n}$), la ciocnirea

electron -ion ($\bar{\lambda}_{e-I}$), etc. În *Capitolul I* s-a notat drumul liber mediu în gaze neutre cu $d_m$.

O evaluare cantitativă a lui $\bar{\lambda}$ presupune să se discute conceptul de secțiune eficace de ciocnire ($\sigma$) care dă o măsură a probabilității ca un anume tip de ciocnire (interacție) să aibă loc în condiții date. Astfel, după tipul interacțiilor între particulele care se ciocnesc, se definește secțiunea eficace $\sigma$ a procesului respectiv, de ex., $\sigma$ de ciocnire elastică, $\sigma$ de excitare, $\sigma$ de ionizare, $\sigma$ de recombinare, etc. Prin urmare, drumul liber mediu $\bar{\lambda}$ depinde, prin secțiunea eficace de ciocnire, de concentrația şi sortul de particule care se ciocnesc, de viteza lor mutuală, de potențialul de interacție, precum şi de parametrul de ciocnire.

Relația de calcul pentru $\bar{\lambda}$ se poate obține în diferite aproximații. Astfel, în ipoteza mişcării relative între particule sferice şi elastice de rază r, de concentrație $n_0$, cu o distribuție Maxwell după viteze, $\bar{\lambda}$ se calculează cu relația

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2} n_0 \pi (2r)^2} \quad \text{(relația lui Maxwell)} \qquad \text{II.5}$$

sau

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2} n_0 \sigma} \qquad \text{II.6}$$

unde $\sigma$ este secțiunea eficace de ciocnire elastică. În acest model se consideră doar ciocnirile binare, situație corectă în cazul gazelor ionizate la presiuni mici unde ciocnirile multiple sunt neglijabile.
Dacă se neglijează mişcarea relativă a particulelor, adică se urmăreşte o particulă care se mişcă printre celelalte din plasmă presupuse fixe,

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{n_0 \sigma} \quad \text{(relația lui Tait)} \qquad \text{II.7}$$

Cele două modalități de calcul ale lui $\bar{\lambda}$ (relația II.5 sau II.6 şi relația II.7) conduc la o variație de 4% (prin factorul $1/\sqrt{2}$).

Timpul mediu între două ciocniri consecutive ($\bar{\tau}$) se definește prin relația

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}} \qquad \text{II.8}$$

iar frecvența medie de ciocnire ($\bar{v}$) prin relația

$$\bar{v} = \frac{\bar{v}}{\bar{\lambda}} \qquad \text{II.9}$$

Se observă că, în cel mai simplu model (ciocnirea unor sfere elastice), $\bar{\lambda}$ variază numai cu concentrația gazului $n_0$, în timp ce $\bar{v}$ variază atât cu $n_0$, dar şi cu temperatura gazului prin viteza medie $\bar{v}$. O dependență explicită a drumului liber mediu de temperatura gazului apare în modelul Sutherland (potențialul de interacție Sutherland este de forma $V(r) = -const./r^n$) care dă pentru drumul liber mediu $\lambda_S$, o expresie de forma

$$\lambda_S = \frac{\bar{\lambda}}{1 + C/T} \qquad \text{II.10}$$

unde $\bar{\lambda}$ este drumul liber mediu din modelul sferelor elastice, $T$ temperatura gazului, iar C o constantă pozitivă care depinde de natura gazului.

Forma potențialului de interacție poate să influențeze semnificativ valoarea lui $\bar{\lambda}$. Astfel, este ştiut că în vecinătatea unui ion, în moleculă apare un moment de dipol indus ce modifică energia potențială de interacție ion – moleculă şi, această forță de atracție modificată datorită polarizării induse, reduce $\bar{\lambda}$ de aproape 5 ori.

Presiunea şi natura gazului influențează de asemenea drumul liber mediu, $\bar{\lambda}$. Să dăm câteva exemple:

- dacă la presiunea de $10^5$ Pa $\bar{\lambda}$ are valoarea de $6 \times 10^{-6}$cm,
- la $10^2$ Pa $\bar{\lambda}$ este de $10^{-2}$cm,
- iar la presiunea de $10^{-2}$ Pa $\bar{\lambda}$ ajunge la 80cm, deci la valori de ordinul dimensiunilor obişnuite a instalațiilor de laborator.

Valoarea lui $\bar{\lambda}$ chiar şi în modelul simplu al ciocnirii între sfere elastice (relația II.6) depinde de natura gazului prin diametrul moleculei de gaz; de ex., la presiunea de $10^5$ Pa, $\bar{\lambda}$ pentru hidrogen este de $12 \times 10^{-6}$cm, iar în cazul azotului de $6 \times 10^{-6}$cm.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Este important de precizat că o deducere riguroasă a drumului liber mediu trebuie să țină seama de natura particulelor, viteza acestora, forma potențialului de interacție, presiunea gazului, etc.

### II.2.3. Temperatura

Temperatura este unul din parametrii fundamentali cu care se caracterizează starea de plasmă şi reprezintă o măsură globală a intensității agitației termice a particulelor componente.

Astfel, dacă notăm cu $n = N/V$ numărul mediu de particule din unitatea de volum a plasmei şi cu $f(v)$ funcția de distribuție corespunzătoare, respectiv numărul de particule din unitatea de volum în spațiul fazelor ($n$ şi $f$ sunt parametri de stare microscopici), temperatura plasmei (un parametru macroscopic) se poate defini printr-o relație de forma

$$\frac{3}{2}nK_BT = \frac{1}{2}\int nmv^2 fdv \qquad \text{II.11}$$

Având în vedere constituenții plasmei, pentru fiecare sort de particule din plasmă se definește o concentrație, o funcție de distribuție şi, conform relației II.11, o temperatură, deci plasma poate avea câteva temperaturi în acelaşi timp, respectiv $T_e$, $T_i$ şi $T_n$, parametri de stare macroscopici cu care se definesc şi studiază procesele de echilibru termodinamic din plasmă.

Un gaz ionizat se află în *echilibru termodinamic* dacă parametrii de stare concentrația şi temperatura au o valoare definită şi care nu variază, situație care se menține în absența schimburilor de masă şi energie de la un volum elementar la altul sau cu exteriorul. Dacă condițiile exterioare rămân neschimbate gazul ionizat poate să rămână în echilibru termodinamic un timp nedefinit. În starea de echilibru termodinamic procesele de ciocniri şi radiative sunt echilibrate de procesele inverse respective.

Pentru că majoritatea plasmelor de laborator nu se află în stare de echilibru termodinamic este necesar să facem o diferențiere între diferitele stări de *cvasiechilibru termodinamic*, de fapt aproximații ale unei situații ideale numită *stare de echilibru termodinamic complet sau total* (ETT) şi definită prin condiția ca toate temperaturile din plasmă să fie egale, adică

$$T_{plasma} = T_{electroni} = T_{ioni} = T_{neutri} = T_{excitatie} = T_{reactie} = T_{radiatie} \qquad \text{II.12}$$

O astfel de situaţie se întâlneşte, într-o bună aproximaţie, în cazul plasmelor complet ionizate. În starea de ETT, toate temperaturile sunt egale, adică distribuţiile după viteze ale fiecărei specii de particule corespund la aceeaşi temperatură, mai mult, plasma este în echilibru cu exteriorul, în sensul că absorbţia şi emisia de radiaţie se face cu aceeaşi rată, iar spectrul radiaţiei emisă de plasmă este cel al corpului absolut negru.

Pentru astfel de plasme se pot considera:

- legea lui Planck pentru distribuţia densităţii de energie $\rho_\upsilon$, în spectrul de radiaţie emis sau absorbit,

$$\rho_\upsilon = \frac{8\pi\upsilon^2}{c^3}\frac{h\upsilon}{\exp(h\upsilon/K_B T_{radiatie})-1} \qquad \text{II.13}$$

- legea lui Boltzmann pentru populaţia nivelelor excitate ale unui atom,

$$n_e(r) = n_{e0}\exp(-e\Phi/K_B T_{excitatie}) \qquad \text{II.14}$$

- legea lui Saha pentru gradul de ionizare,

$$\frac{n_e n_i}{n_0} = \frac{g_e g_i}{g_0}\frac{(2\pi m_e K_B T_{reactie})^{3/2}}{h^3}\exp(-W_i/K_B T_{reactie}), \qquad \text{II.15}$$

unde $g_e$, $g_i$, $g_0$ sunt ponderile statistice ale electronului, ionului şi atomului neutru în starea fundamentală, $n_e$, $n_i$ şi $n_0$ concentraţiile respective, iar $W_i$ energia de ionizare a atomului,

- legea lui Bose -Einstein pentru probabilitatea de distribuţie a electronilor în stări de energie simple $W_i$,

$$f(W_i) = \frac{1}{\exp\left(\frac{W_i - W_F}{K_B T_e}\right)-1} \qquad \text{II.16}$$

unde $W_F$ este energia Fermi,

- legea de distribuţie după viteze a lui Maxwell, corespunzătoare unei temperaturi cinetice $T_{cinetica}$,

$$f(v) = n\left(\frac{m}{2\pi K_B T_{cinetica}}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{mv^2}{2\pi K_B T_{cinetica}}\right)^{1/2} \qquad \text{II.17}$$

BCU IASI CENTRALA UNIVERSITY LIBRARY

unde s-a notat cu $\overline{T}_{cinetica}$ temperatura cinetica medie pentru fiecare sort de particule (electroni, ioni, neutri).

Majoritatea plasmelor nu sunt în ETT, întrucât condiţiile II.12 nu se realizează şi , în primul rând, cea referitoare la $T_{radiatie}$ , pereţii incintelor cu plasmă fiind transparenţi pentru majoritatea radiaţiilor. În aceste situaţii este necesar să definim anumite aproximaţii de echilibru termodinamic.

Astfel, în cazul plasmelor de laborator se defineşte *echilibrul termodinamic local* (ETL), stare în care există un echilibru de detaliu între procesele de apariţie de purtători, prin excitări şi ionizări şi procesele de dispariţie prin recombinări. În această aproximaţie interacţia între radiaţia emisă sau absorbită şi substanţa din plasmă este neglijată. Într-o astfel de stare, în plasmă avem următoarea situaţie

$$T_{plasma} = T_{electroni} = T_{ioni} = T_{neutri} = T_{excitatie} = T_{reactie} \neq T_{radiatie} \qquad \text{II.18}$$

În această stare se presupune că populaţiile pe nivelul fundamental sunt în echilibru cu populaţiile pe nivelele excitate, situaţie care se realizează numai datorită proceselor de ciocniri care "cuplează' aceste stări ale componenţilor plasmei şi în care electronii au rolul dominant. Starea de ETL presupune că în timpul de viaţă al stării excitate a atomului să nu apară o schimbare semnificativă în temperatura electronilor (aceasta înseamnă că starea de ETL este mai puţin determinată de temperatura electronilor cât mai degrabă de distanţa medie dintre particule), de asemenea, că atomii sau ionii să nu aibă suficient timp să difuzeze în regiunile cu temperaturi electronice diferite. Procese precum fotoexcitarea, fotoionizarea sau reabsorbţia sunt neglijate, prin urmare modelele teoretice la ETL conţin numai termeni de ciocnire, termenii radiativi fiind neglijaţi.

Există şi alte aproximaţii în care se discută stările de echilibru termodinamic, de ex. *echilibrul corona* (EC). Aproximaţia de EC se aplică stărilor în care excitarea şi ionizarea atomilor sunt provocate de ciocnirile cu electronii, dar dezexcitările sunt datorate atât proceselor de ciocnire cât şi proceselor radiative. În această aproximaţie, modelele teoretice conţin nu numai termenii de ciocnire, dar şi termeni radiativi, ca urmare trebuie să ştim secţiunea eficace de transfer de energie şi coeficienţii radiativi, mărimi greu de calculat, fapt care face ca relaţiile de EC să fie puţin precise în evaluări cantitative. În cazul ETL, relaţiile de echilibru sunt independente de aceste mărimi.

*Temperaturile* plasmei variază într-un domeniu foarte larg, de la valori de ordinul a $10^3 K$ la $10^6 K$ (vezi tabelul de la sfârşitul *Capitolului II*). În ce privesc temperaturile electronilor, în cazul plasmelor de laborator, ajung frecvent la $T_e=10^5 K$ (10eV) şi, ţinând seama de ciocnirile acestora cu pereţii incintei, s-ar părea că instalaţiile (fie din sticlă sau metal) nu vor rezista la astfel de temperaturi; în realitate, la concentraţii de ordinul a $10^{12}$-$10^{13}cm^{-3}$, obişnuite în aceste plasme, energia transferată peretelui şi deci încălzirea acestuia este nesemnificativă.

În legătură cu temperaturile din plasmă, să precizăm faptul că ne referim la temperaturi cinetice dacă echilibrul cinetic al particulelor în plasmă este stabilit numai prin ciocniri şi la temperaturi termodinamice dacă echilibrul este stabilit atât prin ciocniri cât şi prin schimb de energie radiativ.

## II.3. Parametri caracteristici plasmei

*Parametrii caracteristici* reprezintă mărimi cu ajutorul cărora se discută anumite proprietăţi ale plasmei, cum ar fi cvasineutralitatea electrică, caracteristici de gaz ideal, caracterul statistic, proprietăţi care sunt îndeplinite de toate tipurile de plasme, în anumite condiţii. Valorile acestor parametri caracteristici (lungimea Debye, lungimea Landau, frecvenţa şi perioada oscilaţiilor plasmei, etc.), ne dau informaţii privind condiţiile în care un gaz ionizat este sau nu o plasmă. De ex., dacă dimensiunea caracteristică a volumului ocupat de un gaz ionizat este mai mică decât lungimea Debye, nu se poate vorbi de plasmă, dacă lungimea Landau este de ordinul lungimii Debye, plasma nu poate fi aproximată cu un gaz ideal, etc.

### II.3.1. Lungimea de ecranare Debye

Dacă plasma este formată din electroni de concentraţie $n_{e0}$ şi mai multe tipuri de ioni pozitivi şi negativi de concentraţie $n_{i0}$ şi sarcină $Z_k q_k$, unde $k$ se referă la tipul de ion, $q_k = \pm e$, iar $Z_k$ este ordinul maxim de ionizare, proprietatea de neutralitate electrică se exprimă, la scara macroscopică, prin condiţia ca densitatea totală de sarcină electrică să fie zero (relaţia II.1), respectiv

$$\sum_k \rho_0 = 0 \qquad \text{sau} \qquad en_{e0} - \sum_k Z_k q_k n_{i0} = 0 \qquad \text{II.19}$$

Presupunem că, într-o anumită regiune din plasmă, într-un mod oarecare (de ex., prin încălzire locală, prezența unui câmp magnetic local, etc.) apare o perturbație locală de la starea de neutralitate electrică, respectiv un surplus de sarcini de un anume semn. Datorită interacțiilor electrostatice spre această regiune vor veni ioni de semn contrar, inclusiv electroni (dacă este cazul), pentru a restabili neutralitatea electrică. Inițial, plasma schimbă energie cu exteriorul sub o formă oarecare, apare abaterea de la neutralitate, însă energia de interacție coulombiană dintre constituenții plasmei se disipă în plasmă sub forma unor structuri spațio-temporale ordonate şi reface neutralitatea electrică. În exemplul considerat energia de agitație termică produce abateri de la starea de neutralitate electrică în timp ce energia de interacție coulombiană reface (asigură) neutralitatea plasmei.

Să considerăm că, la un moment dat, apare o abatere de la starea de neutralitate sub forma unui strat plan-paralel de sarcini pozitive în exces. Ne propunem să găsim distanța maximă pentru care aceste abateri nu "distrug" starea de plasmă şi, în acest sens, se fac următoarele presupuneri:

- simetria problemei permite o abordare unidimensională,
- în stratul de sarcină spațială în exces (pozitivă) nu există electroni,
- ionii "+" din strat sunt în repaus şi au o distribuție continuă,
- în stratul de sarcină spațială pozitivă vor sosi electroni din regiunile vecine, prin urmare neutralitatea electrică este restabilită de interacțiile coulombiene,
- distribuția de potențial în stratul de sarcina spațială este dată de ecuația lui Poisson

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} = -\frac{e\Delta n}{\varepsilon_0} \qquad \text{II.20}$$

Având în vedere ipotezele făcute precum şi faptul că $\Delta n \approx n_{e0}$, soluția generală a ecuației II.20 este de forma:

$$V(x) = C_1 + C_2 x - \frac{en_{e0}}{2\varepsilon_0} x^2 \qquad \text{II.21}$$

BCU IASI - CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde constantele $C_1$ şi $C_2$ se obţin din condiţiile la limită. Astfel, dacă pentru $x = 0$ avem $V = 0$ şi $\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=0} = 0$, din relaţia II.21 obţinem

$$V(x) = \frac{en_{e0}}{2\varepsilon_0} x^2 \qquad \text{II.22}$$

Relaţia II.22 ne arată că sarcinile "+" creează o groapă de potenţial parabolică pentru electroni **(Fig. II.1).**

Datorită energiei de agitaţie termică $\frac{1}{2}K_B T_e$, electronii se pot deplasa în groapa de potenţial dar numai până la distanţa $x = \lambda_{De}$ care se calculează din egalităţile

$$\frac{1}{2}K_B T_e = |eV| = \frac{1}{2}\frac{en_{e0}}{\varepsilon_0}\lambda_{De}^2 \qquad \text{II.23}$$

Din relaţia II.23 se obţine

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 K_B T_e}{e^2 n_{e0}}} \qquad \text{II.24}$$

numită *rază* sau *lungime Debye.*

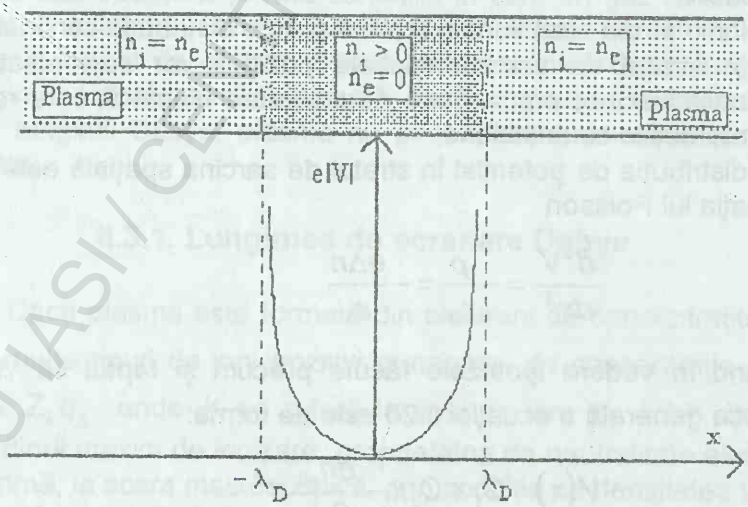



Fig. II.1

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Dacă stratul de sarcină spațială în exces ar fi creat de electroni, ionii vor veni în regiunea perturbată să refacă neutralitatea electrică. Printr-un calcul similar se obține lungimea Debye pentru ioni

$$\lambda_{Di} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 K_B T_i}{e^2 n_{i0}}}$$

Din modul cum s-a calculat, lungimea Debye $\lambda_D$ reprezintă distanța maximă pe care se pot deplasa electronii sau ionii (pot traversa) în stratul de sarcină spațială datorită agitației termice, împotriva forțelor care îi obligă să rămână în groapa de potențial (**Fig. II.1**).

Având în vedere că $\lambda_{De}$ (respectiv $\lambda_{Di}$) este distanța maximă de-a lungul căreia pot avea loc abateri de la starea de neutralitate electrică este clar că "dimensiunile" sistemului de particule încărcate considerat trebuie să depășească $\lambda_{De}$ ($\lambda_{Di}$) pentru a avea caracteristicile unei plasme. Lungimea Debye variază într-un domeniu foarte larg în funcție de concentrația și temperatura constituenților plasmei (vezi tabelul de la sfârșitul *Capitolului II*).

Datorită energiei de interacție coulombiană prezentă între constituenții plasmei, o sarcină electrică introdusă în plasmă creează un potențial electric modificat pe care ne propunem să-l calculăm.

Se știe că, în vid, o sarcină electrică Q creează în jurul ei o distribuție de potențial electric de forma

$$V(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r} \qquad \text{II.25}$$

Pentru a găsi distribuția de potențial $V(r)$ creată de o sarcină electrică Q "introdusă" în plasmă se fac următoarele ipoteze:

- se presupune o simetrie sferică în jurul unei sarcini perturbatoare "+Q" și se alege un sistem de coordonate a cărui origine coincide în orice moment cu poziția sarcinii Q (**Fig. II.2**),
- plasma este total ionizată, adică $n_{e0} \cong n_{i0} = n_0$,
- se consideră interacțiile electron-ion și, pentru început, se neglijează interacțiile ion-ion, adică contribuția ionilor la acțiunea perturbatoare a sarcinii Q,

BUCHAREST CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

♦ electronii, cu temperatura de echilibru termodinamic $T_e$, au o distribuție Boltzmann în câmpul $E(r)$ creat de sarcina Q de forma

$$n_e(r) = n_{e0} \exp\left[-\frac{eV(r)}{K_B T_e}\right] \qquad \text{II.26}$$

♦ energia potențială de interacție electron-sarcina "+Q" în regiunea perturbată este mică față de energia de agitație termică a electronului, adică

$$eV(r) \langle\langle K_B T_e \qquad \text{II.27}$$

fapt care permite liniarizarea relației II.26 sub forma

$$n_e(r) = n_{e0}\left[1 - \frac{eV(r)}{K_B T_e}\right] \qquad \text{II.28}$$

♦ se consideră un potențial mediu creat de ionul de sarcina "+Q" în plasmă, respectiv se neglijează variațiile microscopice ale potențialului $V(r)$, datorate prezenței celorlalte sarcini care fiecare creează potențialul său.

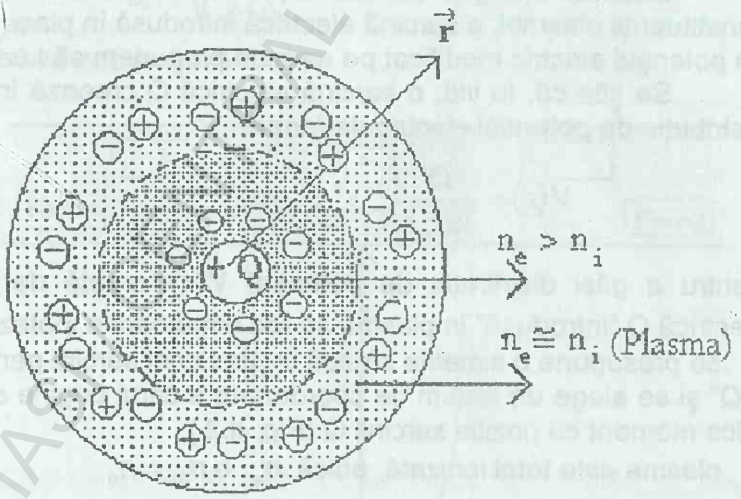



Fig. II.2.

Se scrie ecuația lui Poisson în coordonate sferice pentru potențialul perturbator $V(r)$

RCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dV}{dr}\right)=-\frac{e(n_e-n_{e0})}{\varepsilon_0} \qquad \text{II.29}$$

cu soluția generală de forma

$$V(r)=C_1\frac{\exp(-r/\lambda_D)}{r}+C_2\left(\frac{\exp(r/\lambda_D)}{r}\right) \qquad \text{II.30}$$

unde s-a făcut notația

$$\lambda_D=\sqrt{\frac{\varepsilon_0 K_B T_e}{e^2 n_{e0}}} \qquad \text{II.31}$$

Constantele $C_1$ şi $C_2$ din relația II.30 se obțin din condițiile la limită pe care trebuie să le satisfacă potențialul $V(r)$ creat de sarcina punctiformă "+Q".

Astfel, pentru $r\to 0$ se ia $V(r)\to\dfrac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r}$ şi

pentru $r\to\infty$ $V(r)\to 0$.

Având în vedere că termenul 2 din ecuația II.30 nu are sens fizic pentru $r\to\infty$, se găseşte o soluție particulară a ecuației II.29 de forma

$$V(r)=\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r}\exp(-r/\lambda_D) \qquad \text{II.32}$$

$V(r)$ din relația II.32 reprezintă potențialul coulombian creat de o sarcina $Q$ în plasmă, de obicei se notează cu $V_D(r)$ şi se numeşte potențial Debye sau potențial coulombian ecranat.

Dacă se compară relațiile II.24 şi II.31 rezultă că $\lambda_D=\lambda_{De}$, ceea ce înseamnă că ecranarea câmpului coulombian în plasmă este legată de lungimea Debye. În exemplul de mai sus, sarcina "+Q" introdusă în plasmă este ecranată de gazul electronic, astfel că acesta acționează asupra celorlalte particule din plasmă printr-un potențial "ecranat" de factorul $\exp(-r/\lambda_D)$, iar măsura acestei ecranări este tocmai $\lambda_{De}$ **(Fig. II.3)**.

Dacă se consideră o sarcină "" suplimentară în plasmă, printr-un raționament similar, se obține acelaşi rezultat, respectiv o

BCU / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ecranare a potențialului creat de sarcină de către plasmă, iar măsura ecranării este $\lambda_{Di}$.

În concluzie, în imediata vecinătate a unei particule încărcate, plasma își redistribuie componentele electrice și nu permite extinderea în tot volumul ei a acțiunii perturbatoare a acesteia.

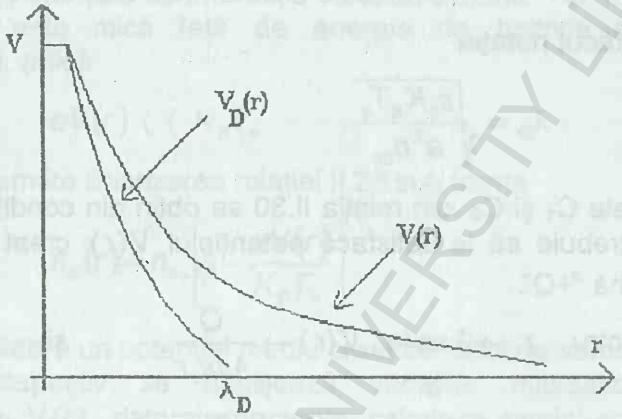



Fig. II.3

*Observații*

1. Lungimea de ecranare Debye pentru diferite specii de ioni în electroliți a fost introdusă, pentru prima dată, în *1923, de Debye* și *Huckel*; în fizica plasmei ea reprezintă cea mai importantă dimensiune spațială. Astfel, pentru ca proprietatea de neutralitate electrică să fie satisfăcută, trebuie ca dimensiunea caracteristică spațială a plasmei ($L$) să fie mult mai mare ca $\lambda_{De}$, ceea ce este echivalent cu fluctuații foarte mici ale concentrației de purtători, respectiv $\delta n \langle\langle n$. La contactul plasma-solid apar structuri de sarcini spațiale, deci abateri de la neutralitatea electrică, pe distanțe de ordinul lungimii Debye.

2. Dacă se ține seama de valorile constantelor $\varepsilon_0$, e și $K_B$ obținem $\lambda_{De}(m) \cong 69\sqrt{T_e / n_e}$, respectiv $\lambda_{D_i}(m) \cong 69\sqrt{T_i / n_i}$, cu $T_{e,i}$ exprimate în $K$ și $n_{e,i}$ în *electroni* / $m^3$, respectiv *ioni* / $m^3$ (vezi tabelul de la sfârșitul *Capitolului II.4*).

BCU IAȘI - CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

întrucât $n_e \cong n_i$ (condiția de cvasineutralitate) şi, pentru majoritatea plasmelor $T_e \rangle\rangle T_i$, rezultă că $\lambda_{De}$ este cu câteva ordine de mărime mai mare decât $\lambda_{Di}$. Pentru ca $\lambda_{De}$ să coincidă cu $\lambda_{Di}$ ar trebui ca $T_e = T_i$, ceea ce se întâmplă în cazul plasmelor izoterme.

**3.** Perturbația de densitate electronică produsă de o sarcină $Q=+Z_i e$ introdusă în plasmă se obține din relațiile II.26 şi II.30

$$n_e(r) = n_{e0}\left(1+\frac{Z_i e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\exp(-r/\lambda_{De})\right) \qquad \text{II.33}$$

Având în vedere că al 2-lea termen din relația II.33 este totdeauna pozitiv, înseamnă că în jurul sarcinii $+Z_i e$ se vor găsi totdeauna $n_e \rangle n_{e0}$, $\frac{\Delta n_e}{n_{e0}}$ descreşte exponențial cu r, iar raza "norului electronic" din jurul sarcinii Q este de ordinul $\lambda_{De}$. Dacă se consideră $Q=-Z_i e$ se obține perturbația de densitate ionică de forma

$$n_i(r) = n_{i0}\left(1-\frac{Z_i e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\exp(-r/\lambda_D)\right) \qquad \text{II.34}$$

**4.** În calculul făcut pentru potențialul coulombian ecranat s-au neglijat interacțiile ion-ion, iar în regiunea de concentrație perturbată s-a considerat $n_i = n_{i0}$. Dacă ținem seama de faptul că şi ionii se mişcă în regiunea perturbată a plasmei, adică

$$n_i(r) = n_{i0}\left(1-\frac{Z_i eV}{K_B T_i}\right)$$

se obține lungimea de ecranare a câmpului coulombian de forma

$$\lambda_S = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 K_B T}{n_{e0}e^2 + n_{i0}e^2 Z_i}} \cong \lambda_{D_e}/\sqrt{1+Z_i}$$

expresie care ilustrează efectul ecranării datorat atât electronilor cât şi al ionilor.

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În acest caz câmpul coulombian ecranat devine

$$V = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r}\exp(-r/\lambda_S)$$

Evident, dacă se neglijează corelațiile ion-ion, adică contribuția ionilor la efectul ecranării ($Z_i \rightarrow 0$), rezultă $\lambda_S \rightarrow \lambda_D$.

## II.3.2. Frecvența Langmuir a oscilațiilor electrostatice ale plasmei.

În cele prezentate mai sus ne-am referit la abaterea de la neutralitatea electrică pe anumite distanțe în plasma la un moment dat, deci s-a urmărit evoluția spațială a abaterii de la neutralitate într-o stare dată a sistemului, caracterizată prin parametri cu valori precizate ($n_e, T_e$). Ne propunem să calculăm care este durata acestor abateri, respectiv să calculam intervalul de timp după care plasma "reuşeşte să refacă" neutralitatea electrică.

Să considerăm apariția, într-o anumită regiune din plasmă, a unei perturbații locale a densității de sarcină, de ex. a unui surplus de sarcini "+" (regiunea OA), ceea ce este echivalent cu apariția unui câmp electrostatic local, deci a unor forțe care accelerează electronii din regiunea (2) spre (1) – **Fig. II.4.** "Reacția" plasmei se datorează în primul rând electronilor care, având $m_e \langle\langle m_i$ vor "răspunde" mai rapid la abaterea de la neutralitatea electrică. Aceasta înseamnă că în regiunea (1) apare un deficit de electroni şi în regiunea (2) un surplus de electroni, deci o variație a concentrației de electroni precum şi o variație a vitezei acestora.

În această mişcare electronii din regiunea (2), mult mai rapizi ca ionii, vor ajunge în regiunea (1), provocând un deficit de electroni în regiunea (2), deci apariția unui $\vec{E}$ cu sens invers celui anterior. Poziția de echilibru corespunde regiunii (3) unde plasma este complet neutră. Mişcarea electronului datorată în principal câmpurilor coulombiene reface situația de la început şi procesul se continuă sub forma unor oscilații în timp ale concentrației de electroni - numite oscilațiile plasmei electronice. Pentru calculul frecvenței acestor oscilații, se fac următoarele ipoteze:

- se consideră o abordare unidimensională a problemei - Fig. II.4,

BCU BRAŞOV UNIVERSITY LIBRARY

♦ plasma este total ionizată formată din electroni şi ioni de concentraţie $n_{e0}$ si, respectiv $n_{i0}$ $\left(n_{e0} \cong n_{i0} = n_0\right)$,

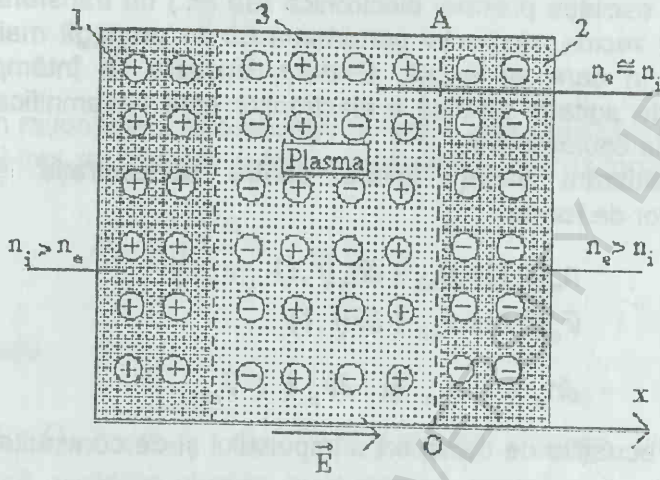



Fig. II.4

♦ mişcarea de agitaţie termică a electronilor şi, cu atât mai mult a ionilor, se neglijează $(\nabla P_e \to 0)$, prin urmare electronii se deplasează numai datorită forţelor coulombiene; întrucât $m_e \langle\langle m_i$ , ionii "+" urmăresc cu greu electronii, deci se pot considera practic imobili (este ca şi cum s-ar neglija efectul Doppler),

♦ ciocnirile electron-ion şi electron-neutru (dacă există) sunt neglijabile $(\upsilon_e \to 0)$,

♦ absenţa unor câmpuri electrice şi magnetice exterioare,

♦ oscilaţiile electronilor sunt de mică amplitudine, fapt care permite liniarizarea ecuaţiilor utilizate,

♦ perturbaţiile $\delta n_e$ respectiv $\delta \vec{v}_e$ sunt proporţionale cu $\exp(-i\omega t)$, deci se presupune că oscilaţiile generează unde plane,

♦ condiţia de staţionaritate a plasmei neutre nu exclude posibilitatea de apariţie a unor mişcări colective ale plasmei, de ex. oscilaţia globală a plasmei electronice în raport cu plasma ionică. Modul de propagare a oscilaţiilor plasmei prezentat în modelul simplu de mai sus este similar celui propus de Tonks şi Langmuir.

Să considerăm perturbaţia unidimensională în concentraţia plasmei (reg.OA - **Fig. II.4**) astfel că electronii să se deplaseze în

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

sensul "+" al axei $x$ pe o mică distanță $x$. Axa $x$ este orientată în sensul atracției coulombiene electroni - ioni. Distribuția spațială a perturbației de concentrație nu este importantă, ceea ce implică faptul că oscilația plasmei electronice (de ex.) nu transferă energie regiunilor vecine, respectiv perturbația nu se propagă mai departe de locul în care se excită. Evident, aceasta se întâmplă când energia de agitație termică a electronilor este nesemnificativă față de energia coulombiană.

Să considerăm variații liniare pentru concentrația și viteza electronilor de forma

$$\begin{aligned} n_e(\vec{r},t) &= n_{e0} + \delta n_e(\vec{r},t) \\ \vec{v}_e(\vec{r},t) &= \vec{v}_{e0} + \delta\vec{v}(\vec{r},t) \end{aligned} \qquad \text{II.35}$$

cu $\delta n_e \langle\langle n_{e0}$ și $\delta\vec{v}_e \langle\langle \vec{v}_{e0}$.

Se scriu ecuațiile de transport a impulsului și de continuitate pentru electroni,

$$n_e m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = n_e e\vec{E} - \nabla P_e - \upsilon_e n_e m_e \vec{v}_e \qquad \text{II.36}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla(n_e \vec{v}_e) = 0 \qquad \text{II.37}$$

și ecuația lui Poisson care dă legătura dintre $\vec{E}$ și sarcina care-l produce

$$\nabla\vec{E} = \frac{e\delta n_e}{\varepsilon_0} \qquad \text{II.38}$$

Se derivează relația II.35 în raport cu timpul, se folosesc relațiile II.37 și II.38 și, neglijând perturbațiile de ordin 2, obținem

$$\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} + n_{e0} \frac{\partial}{\partial t}\left[\nabla \vec{v}_e\right] = 0 \qquad \text{II.39}$$

sau

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\delta n_e) + \left(\frac{e^2 n_{e0}}{\varepsilon_0 m_e}\right)\delta n_e = 0 \qquad \text{II.40}$$

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Din relația II.40 se observă că fluctuațiile de concentrație a electronilor variază în timp după legea oscilatorului armonic și pulsația acestor oscilații este

$$\omega_{Pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_{e0}}{\varepsilon_0 m_e}} \qquad \text{II.41}$$

Printr-un raționament asemănător, în aproximația mișcării separabile electroni-ioni, se găsește pulsația oscilațiilor ionilor de forma

$$\omega_{Pi} = \sqrt{\frac{e^2 n_{I0}}{\varepsilon_0 m_I}} \qquad \text{II.42}$$

***Observații***

1. $\Omega_P = \sqrt{\omega_{Pe}^{\ 2} + \omega_{PI}^{\ 2}}$ se numește *pulsația plasmei*, în ipoteza că oscilațiile plasmei sunt mișcări armonice simple. Aceste oscilații ale componentelor plasmei și implicit ale plasmei se datorează interacțiunilor "long-range" între particulele din plasmă, ceea ce face ca ea să se comporte ca un sistem de oscilatori cuplați.

2. Având în vedere că $m_e \langle\langle m_I$ și $n_{e0} \cong n_{I0}$ (condiția de cvasineutralitate) rezultă că $\omega_{Pe} \rangle\rangle \omega_{Pi}$ și, într-o bună aproximație, $\Omega_P \cong \omega_{Pe}$. Frecvențele Langmuir $\upsilon_P$ variază în limite foarte largi având în vedere dependența de concentrația plasmei; de ex. în cazul plasmelor de laborator, la concentrații de ordinul a $10^{16}$ $cm^{-3}$ frecvența oscilațiilor plasmei este de ordinul a $10^{12}$Hz, deci se situează în domeniul infraroșu îndepărtat și microunde. Pentru majoritatea plasmelor sunt oscilații de înaltă frecvență (vezi tabelul de la sfârșitul *Capitolului II.4*).

3. Intervalul temporal $T_P = 1/\upsilon_P$ se numește *perioada oscilațiilor plasmei* și reprezintă timpul maxim de separare locală a sarcinilor electrice; pe aceste intervale de timp condiția de cvasineutralitate se conservă.

Intervalele spațiale și temporale în care au loc separări de sarcini electrice în plasmă sunt cu atât mai mici cu cât concentrația

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$n$ este mai mare, prin urmare o plasmă total ionizată, densă, este practic totdeauna cvasineutră; dimpotrivă plasmele slab ionizate nu satisfac totdeauna criteriul de definiție a plasmei, adică lungimea Debye şi perioada de oscilație pot fi prea mari față de dimensiunile spațiale respectiv față de durata evoluției ansamblului de particule aşa încât acesta se depărtează de starea de plasma pe măsură ce n este tot mai mic.

4. Proprietatea de cvasineutralitate a plasmei trebuie înțeleasă sub forma mediată, adică

$$\langle n_e \rangle = \sum_i Z_i \langle n_i \rangle \qquad \text{sau, mai general,} \qquad \sum_k Z_k \langle n_K \rangle = 0$$

mediere care se face pe intervale de timp $T_P = 1/\upsilon_P$ (perioada oscilațiilor plasmei) în care electronii, datorită forțelor coulombiene, efectuează o oscilație completă.

5. $T_P$ este o măsură a timpului necesar pentru electroni, respectiv pentru ioni, să traverseze stratul Debye cu viteza lor termică. Astfel, dacă considerăm oscilațiile plasmei electronice,

$$\omega_{P_e} \times \lambda_{D_e} = \sqrt{\frac{K_B T_e}{m_e}} \approx v_e$$

reprezintă viteza medie cu care electronii, datorită energiei lor termice, străbat stratul Debye în timpul $T_P = 1/\upsilon_P$.

## II.4. Lungimea critică de interacție binară ( lungimea Landau )

În general plasma are o temperatură suficient de ridicată şi concentrație suficient de mică astfel că *aproximația de gaz ideal* să fie satisfăcută. În această aproximație pentru plasmă ar trebui ca forțele de interacție coulombiană să fie neglijabile în comparație cu energia de agitație termică a particulelor, adică

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 d} \langle\langle K_B T \qquad \text{II.43}$$

unde $d$ reprezintă distanța medie dintre particule. Având în vedere că în această aproximație particulele plasmei nu se "simt" reciproc,

se poate considera un model "gazo-cinetic" al plasmei, respectiv un model în care componentele sale se mişcă dezordonat, independent unele de altele. Aproximaţia de gaz ideal este valabilă în cazul plasmelor de laborator; de ex., în acest caz, energia potenţială de interacţie la distante de ordinul lungimii Debye ($\lambda_{D_e} \cong 10^{-5} m$) este de

$$eV = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \lambda_{D_e}} \approx 10^{-5} eV ,$$

valoare mult mai mică decât energia de agitaţie termică $K_B T$ care este de ordinul a *1eV*.

*Lungimea critică de interacţie binară* $\lambda_L$, intervine în analiza interacţiilor binare, deci în fenomenele de ciocniri, şi reprezintă distanţa la care energia potenţială de interacţie binară este egală cu energia de agitaţie termică. Se numeşte *lungime Landau* şi se defineşte prin relaţia

$$\lambda_L = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 K_B T} \qquad \text{II.44}$$

Din relaţiile II.43 şi II.44 rezultă că $\lambda_L$ este distanţa la care trebuie să se apropie 2 electroni pentru ca energia potenţială de interacţie să fie de acelaşi ordin de mărime cu energia de agitaţie termică a acestora. De regulă se estimează energia potenţială de interacţie între electroni, aceştia având rolul dominant alături de ionii pozitivi în stabilirea proceselor din plasmă.
Lungimea Landau este utilizată pentru a preciza dacă un gaz ionizat poate fi aproximat cu un gaz ideal şi aceasta se întâmplă, după cum s-a arătat, dacă energia de interacţie coulombiană este mult mai mică decât energia de agitaţie termică.

*Observaţii*

1. Din relaţia de definiţie pentru lungimea Landau (II.44) şi condiţia de gaz ideal pentru plasmă (II.43), obţinem

$$\lambda_L \langle\langle d ,$$

iar din relaţia de definiţie pentru lungimea Debye (II.24) şi condiţia ca un gaz ionizat să aibă caracteristicile unei plasme (II.27), obţinem

BCU IAŞI / BIBLIOTECA UNIVERSITY LIBRARY

$$\lambda_L \langle\langle \lambda_D .$$

Cele 2 inegalităţi ne permit să definim condiţia în care un *gaz ionizat* are caracteristicile unei *plasme* şi plasma se poate aproxima printr-un *gaz ideal*, respectiv

$$\lambda_L \langle\langle d \langle\langle \lambda_D$$

**2.** În ipoteza gazului ideal pentru plasmă, efectele colective pe distanţe de ordinul lungimii Debye sunt neglijabile, adică

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\lambda_D} \langle\langle K_B T$$

şi, presupunând o plasmă izotermă, obţinem

$$\lambda_D^3 \rangle\rangle \frac{1}{4\pi n_0} \quad \text{sau} \quad \lambda_D^3 n_0 \rangle\rangle 1$$

Unii autori denumesc expresia $\Lambda = \frac{1}{n_0\lambda_D^3}$ - *parametrul plasmei* şi, după modul cum s-a definit, acest parametru ne dă o măsură a raportului între efectele colective şi individuale între particulele din plasmă. Astfel, dacă $\Lambda \langle\langle 1$, plasma se aproximează printr-un gaz ideal.

Acelaşi rezultat se obţine dacă se calculează numărul de electroni din sfera Debye din jurul unui ion, respectiv

$$N_D = \frac{4\pi\lambda_D^3}{3} n_0$$

şi se pune condiţia ca aceştia să fie distribuiţi statistic (de fapt să avem o distribuţie continuă de sarcini electrice), adică

$$\frac{4\pi\lambda_D^3}{3} n_0 \rangle\rangle 1 \qquad \text{sau} \qquad N_D(r) \rangle\rangle 1.$$

BCU IAŞI CENTRALA UNIVERSITY LIBRARY

| Tipul de Plasmă | $n_e$ ($cm^{-3}$) | $T$ (K) | $T$ (eV) | $\lambda_D$ (cm) | $\nu_{eP}$ ($s^{-1}$) | $\nu_{ei}$ ($s^{-1}$) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| *Gaz interstelar* | $1 - 10^2$ | $10^4$ | 1 | $10^3$-$10^4$ | $10^4$ | $10^{-4}$ |
| *Gaz interplanetar* | $10^2$-$10^3$ | $10^4$ | 1 | 10-100 | $10^5$ | $10^{-3}$ |
| *Ionosfera, Altitudine 70 km, Strat D* | $10^3$ | $10^3$ | $10^{-1}$ | 1-10 | $10^7$ | $10^3$ |
| *Ionosfera, Altitudine 250 km, Strat F* | $10^6$ | $10^3$ | $10^{-1}$ | $10^{-1}$ | $10^7$ | $10^3$ |
| *Coroana solară* | $10^6$-$10^8$ | $10^6$ | $10^2$ | 10 | $10^7$-$10^9$ | $10^2$ |
| *Plasma fierbinte Rarefiată* | $10^{12}$ | $10^6$ | $10^2$ | $10^{-2}$ | $10^{10}$ | |
| *Descărcări în gaze la presiune scăzută* | $10^9$-$10^{14}$ | $10^4$ | 1 | $10^{-4}$ | $10^{11}$ | $10^5$ |
| *Plasma fierbinte Densă* | $10^{14}$-$10^{16}$ | $10^6$ | $10^2$ | $10^{-4}$ | $10^{12}$ | $10^6$ |
| *Plasma de fuziune* | $10^{15}$-$10^{17}$ | $10^8$ | $10^4$ | $10^{-3}$ | $10^{12}$ | $10^5$-$10^6$ |
| *Theta pinch* | $10^{16}$-$10^{18}$ | $10^6$ | $10^2$ | $10^{-5}$ | $10^{12}$ | $10^8$ |
| *Plasma din laseri* | $10^{20}$-$10^{21}$ | $10^6$ | $10^2$ | $10^{-6}$ | $10^{14}$ | $10^{12}$ |
| *Mercur lichid* | $10^{23}$ | $10^2$ | $10^{-2}$ | $10^{-10}$ | $10^{16}$ | $10^{15}$ |
| *Interiorul stelelor* | $10^{23}$-$10^{26}$ | $10^8$ | $10^4$ | $10^{-6}$ | $10^{16}$ | $10^{12}$ |
| *Electroni în metale* | $10^{23}$ | $10^3$ | $10^{-1}$ | $10^{-10}$ | $10^{16}$ | $10^{15}$ |

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

# II. 5. Structuri de sarcini spaţiale în plasmă

## II.5.1. Generalităţi

În orice regiune din plasmă se poate defini un potenţial al locului care poate să aibă mici fluctuaţii datorită unor cauze diferite. Dacă aceste fluctuaţii nu depăşesc energia de agitaţie termică a plasmei ($K_BT$), plasma revine la starea de neutralitate, dacă fluctuaţiile depăşesc $K_BT$, în plasmă apar *structuri* sau *pături de sarcini spaţiale* care se numesc adesea *straturi duble* (DLs-double layers), deşi ele pot fi simple, duble, triple, etc.

*Straturile* sau *păturile de sarcini electrice spaţiale* constau în regiuni pe care există o cădere de potenţial şi se întâlnesc nu numai în plasmă dar în orice sistem fizic unde există sarcini electrice libere, inclusiv în sisteme biologice. Păturile de sarcini electrice spaţiale apar în toate plasmele de laborator, în plasmele cosmice (plasma ionosferică, plasma stelară, etc.), în laserii cu gaz de mare putere, în plasmele de fuziune, sunt fenomene puternic neliniare, constituie sursa unor instabilităţi şi, în general, se corelează cu aşa numita "rezistenţă anomală" a plasmei. În adevăr, dacă plasmele ar fi neutre din punct de vedere electric şi fără ciocniri, rezistenţa electrică a acestora ar fi aproape zero (conductibilitate electrică infinită); prezenţa acestor structuri de sarcini, de obicei în faţa electrozilor, introduce o rezistenţă suplimentară (se numeşte rezistenţă anomală) care trebuie să se adauge la rezistenţa normală a plasmei.

În aceste structuri spaţiale de sarcini electrice plasma îşi "pierde" proprietatea fundamentală de cvasineutralitate. Faptul că pe aceste structuri există o cădere de potenţial şi că procesele sunt descrise de ecuaţii diferenţiale neliniare explică şi denumirea de "structuri de potenţial neliniare". În legătură cu aceste pături de sarcini spaţiale ne interesează următoarele:

a. în ce condiţii apar în plasmă şi care este mecanismul de formare şi întreţinere,

b. modelarea teoretică a acestor structuri, cu scopul de a obţine informaţii despre distribuţia câmpului electric şi a potenţialului pe structură, precum şi despre distanţa de pătrundere în plasmă.

Păturile de sarcini spaţiale se formează la interfaţa plasmei cu orice suprafaţă solidă (pereţi, electrozi, sonde, etc.), deci apar în toate plasmele mărginite, dar şi la "întâlnirea" unor plasme cu parametri diferiţi.

Să considerăm o suprafață imaginară $S$ din plasmă, străbătută de purtători de sarcini electrice în ambele sensuri; mișcarea acestor purtători generează curenți termici a căror densitate este de forma

$$j_{i0} \cong en_i\sqrt{\frac{K_B T_i}{m_i}} \quad \text{şi} \quad j_{e0} \cong -en_e\sqrt{\frac{K_B T_e}{m_e}} \qquad \text{II.45}$$

Datorită diferențelor de masă şi temperatură ale purtătorilor de sarcini, rezultă că

$$|j_{i0}| \langle\langle |j_{e0}|$$

adică densitatea curentului total care traversează suprafața $S$ este diferită de zero,

$$j_0 = j_{e0} + j_{i0} \neq 0,$$

relație care sugerează posibilitatea încărcării electrice a suprafeței $S$.

În regim staționar şi dacă plasma este omogenă şi izotropă,

$$j_0 = 0$$

Primele studii privind structurile de sarcini spațiale aparțin lui *Langmuir (1929 )* care arată că relația

$$j_e / j_i = (m_i / m_e)^{1/2} \quad \text{(relația lui Langmuir)}$$

reprezintă o condiție de formare a straturilor electrice stabile în plasmă.

Cel mai simplu exemplu de pătură de sarcini spațiale este pătura care se formează în fața unui perete flotant (fără legătură la o sursă de tensiune exterioară). Datorită $m_e \neq m_i$, respectiv $\mu_e \rangle\rangle \mu_i$ (de aproximativ 1836 ori), peretele în contact cu plasma se încarcă cu sarcini negative, iar între plasmă şi perete se formează o structură de sarcini spațiale în care se află mai mulți ioni pozitivi (se numeşte pătură de sarcini spațiale pozitive) decât electroni. Electronii care continuă să vină din plasmă sunt "reflectați", ca şi cum pătura respectivă ar "apăra" plasma de pierderea de electroni. Este evident că în păturile de sarcini spațiale nu poate fi vorba de o plasmă în sensul definiției cunoscute.

BCU "MIHAI EMINESCU" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

## II.5.2. Potențialul flotant

Să considerăm o suprafață solidă introdusă în plasmă, respectiv un electrod *E*, care se numește *flotant* dacă este liber, adică nu are nici o legătură electrică cu un circuit exterior sau interior plasmei (**Fig.II.5**). Întotdeauna electrodul se încarcă la un potențial mai negativ ca potențialul plasmei, prin urmare între plasmă și electrod apare o structură de sarcini spațiale pe care există o cădere de potențial, deși densitatea curentului total plasmă – electrod este zero ($\vec{j} = 0$).

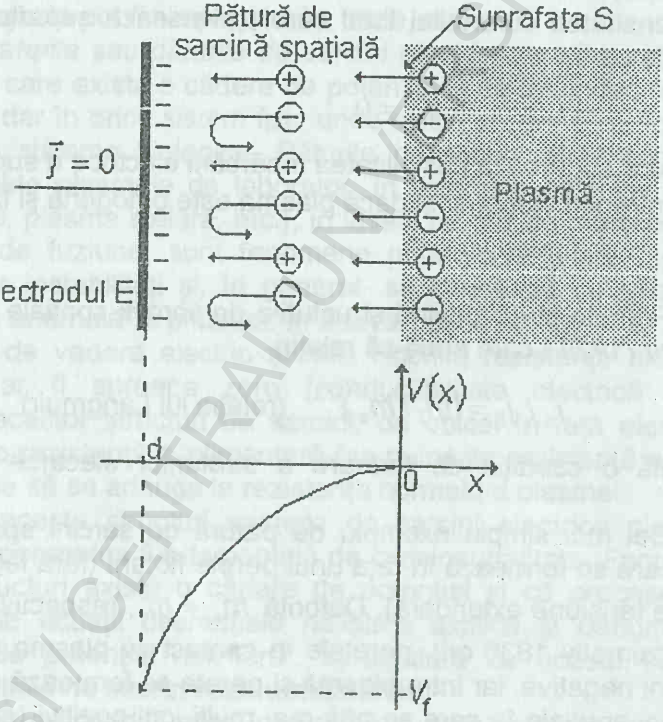



**Fig.II.5**

Se numește *potențial flotant*, potențialul negativ al electrodului față de plasma neperturbată.

Notăm cu $n_0$, $n_e$ și $n_i$ concentrațiile plasmei, electronilor și ionilor, iar cu $T_e$ temperatura electronilor. Ne propunem să calculăm

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

valoarea potenţialului flotant ($V_f$) şi, în acest scop, se fac următoarele presupuneri:

- plasma este infinită, omogenă, fără gradienţi ai parametrilor ei,
- electrodul $E$ introdus în plasmă este plan, infinit, nu emite şi nu reflectă particule,
- se neglijează ciocnirile în pătura de sarcini spaţiale,
- în regim staţionar, într-o plasmă omogenă şi izotropă, densitatea curentului total care curge prin sistemul plasmă - electrod este

$$j = j_e + j_i = 0 \qquad \text{II.46}$$

- în pătură electronii se mişcă într-un câmp de frânare $eV_f$, având o distribuţie de tip Boltzmann, adică

$$j_e = j_{e0} \exp\left(-\frac{eV_f}{K_B T_e}\right) \qquad \text{II. 47}$$

- ionii care trec prin suprafaţa $S$ ajung la electrodul $E$ (Fig.II.5), adică

$$j_i \cong j_{i0} \qquad \text{II.48}$$

ceea ce înseamnă că în pătura de sarcini spaţiale nu au loc procese de recombinări.

Din relaţiile II.45, II.46, II.47 şi II.48, obţinem

$$V_f = \frac{K_B T_e}{2e} \ln \frac{T_e m_i}{T_i m_e} \qquad \text{II.49}$$

Potenţialul flotant depinde de masa şi temperatura purtătorilor de sarcină.

### II.5.3 Ecuaţia păturii de sarcină spaţială

Aşa cum s-a mai spus, păturile de sarcini spaţiale apar în plasmă totdeauna la margini, dar şi acolo unde $n_i \neq n_e$, ceea ce duce la apariţia unui câmp electric local şi a unei distribuţii de potenţial modificată. Orice modelare teoretică a păturii ar trebui să răspundă la următoarele probleme:

- distribuţia potenţialului şi a câmpului electric în pătură,
- curentul care se scurge prin sistemul plasmă-electrod,
- grosimea păturii.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Ne propunem să găsim *ecuaţia diferenţială a păturii de sarcini spaţiale* pozitive (se mai numeşte ecuaţia potenţialului electric din pătură), mărginită de electrodul flotant $E$ şi de o suprafaţă $S$, paralelă cu electrodul (**Fig.II.5**).

Se consideră aceleaşi presupuneri făcute la deducerea potenţialului flotant, la care se fac următoarele precizări:

- se consideră o geometrie unidimensională pentru sistemul plasmă – electrod şi fie direcţia $x$ perpendiculară pe electrod (originea sistemului de coordonate se ia pe suprafaţa $S$, care separă plasma de pătură),
- potenţialul plasmei faţă de electrodul $E$ se consideră zero,
- ionii sunt reci ($T_i \approx 0$), pătrund din plasmă în pătura de sarcini spaţiale cu aceeaşi viteză medie de drift $v_{i0}$ (ca un fluid) şi apoi sunt acceleraţi spre electrod; dacă $n_i(x)$ şi $v(x)$ sunt concentraţia şi viteza în pătură, ecuaţia de continuitate pentru ioni este de forma

$$n_0 v_{i0} = n_i(x) v_i, \qquad \text{II.50}$$

iar ecuaţia de conservare a energiei ionilor

$$\frac{m_i v_{i0}^2}{2} = \frac{m_i v_i^2}{2} - eV(x), \qquad \text{II.51}$$

unde $V(x)$ este distribuţia de potenţial pe pătură,

- electronii sunt frânaţi în pătură, astfel că vor ajunge la electrod numai cei cu energia cinetică $\frac{m_e v_e^2}{2} \geq eV$; densitatea electronilor în pătura de sarcini spaţiale depinde de potenţialul locului $V(x)$ printr-o distribuţie tip Boltzmann

$$n_e(x) = n_0 \exp\left(-\frac{eV}{K_B T_e}\right) \qquad \text{II.52}$$

Pentru a găsi ecuaţia păturii de sarcini spaţiale se foloseşte ecuaţia lui Poisson, poate cea mai importantă ecuaţie utilizată în modelarea teoretică a fenomenelor din plasmă,

$$\Delta V = \frac{e}{\varepsilon_0}\left[n_e(x) - n_i(x)\right] \qquad \text{II.53}$$

Din relaţiile II.50 şi II.51 se elimină $v_i(x)$ şi se obţine

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$n_i(x) = n_0\left(1+\frac{2eV}{m_i v_{i0}^2}\right)^{-1/2} \qquad \text{II.54}$$

iar relațiile II.52 şi II.54 se introduc în ecuația lui Poisson (relația II.53).

Pentru uşurința calculului se introduc următoarele variabile adimensionale, normalizate la mărimi cunoscute din plasmă:

$$\Phi = \frac{eV}{K_B T_e} \qquad \text{II.55}$$

$$\xi = \frac{x}{\lambda_D} \qquad \text{II.56}$$

$$M = \left(\frac{m_i v_{i0}^2}{K_B T_e}\right)^{1/2} \qquad \text{(numărul lui Mach)} \qquad \text{II.57}$$

După calcule simple, din ecuația Poisson pentru geometria unidimensională, se obține o ecuație diferențială neliniară de ordinul 2 de forma

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \left(1+\frac{2\Phi}{M^2}\right)^{-1/2} - \exp(-\Phi) \qquad \text{II.58}$$

numită *ecuația păturii de sarcini spațiale*.

Ecuația II.58 se poate rezolva analitic numai pentru două cazuri particulare, corespunzătoare inegalităților

$$\Phi \langle\langle 1 \qquad \text{şi} \qquad \Phi \rangle\rangle 1 .$$

a). Dacă $\Phi \langle\langle 1$, înseamnă că la nivelul suprafeței $S$ (regiunea din jurul originii) plasma este practic cvasineutră, variațiile de potențial în jurul potențialului plasmei fiind mult mai mici decât energia de agitație termică a electronilor (relația II.55).

Prin dezvoltarea în serie a membrului drept din ecuația II.58 şi, în aproximația liniară, obținem

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} \cong \left(1-\frac{1}{M^2}\right)\Phi \qquad \text{II.59}$$

ecuație care admite soluție monotonă numai dacă

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$1-\frac{1}{M^2}\geq 0 \quad \text{sau}$$

$$\frac{m_i v_{i0}^2}{2}\geq \frac{K_B T_e}{2} \qquad \text{II.60}$$

Inegalitatea II.60 se numeşte *criteriul lui Bohm* şi reprezintă condiţia obligatorie pentru obţinerea păturii de sarcini spaţiale. Conform acestei inegalităţi ionii trebuie să intre în pătură cu o energie cinetică egală sau mai mare ca energia cinetică a electronilor (corespunzătoare unui singur grad de libertate).

Unii cercetători denumesc relaţia II.60 *"paradoxul păturii lui Bohm"*, probabil în legătură cu faptul că pare paradoxal ca ionii, în mişcare de agitaţie termică în plasmă, să pătrundă în pătură cu o viteză orientată deja perpendicular la perete; mai mult, ei ar trebui să aibă o energie minimă de ordinul $K_B T_e/2$ înainte de a intra în pătură; aceste supoziţii s-ar putea explica dacă se admite existenţa unei regiuni de tranziţie în jurul suprafeţei $S$ (**Fig. II.5**), pe care există o mică cădere de potenţial şi unde ionii sunt preaccelerati suficient, pentru a îndeplini criteriul Bohm.

**b).** Dacă $\Phi \rangle\rangle 1$, ecuaţia II.58 poate fi de asemenea rezolvată analitic şi permite obţinerea densităţii de curent ionic, limitată de sarcina spaţială,

$$j_i = \frac{4\sqrt{2}}{9}\varepsilon_0\left(\frac{e}{m_i}\right)^{1/2}\frac{V^{3/2}}{d^2} \qquad \text{II.61}$$

unde $d$ este lărgimea ("grosimea") păturii de sarcină spaţială.
Relaţia II.61 este cunoscută cu numele de *legea Child – Langmuir* sau legea "$V^{3/2}$" şi care permite să se calculeze densitatea curentului limitat de sarcini spaţiale în dioda plană.

Dacă se aplică un potenţial pozitiv pe electrodul $E$, printr-un raţionament asemănător, se obţine densitatea curentului electronic,

$$j_e = \frac{4\sqrt{2}}{9}\varepsilon_0\left(\frac{e}{m_e}\right)^{1/2}\frac{V^{3/2}}{d^2} \qquad \text{II.62}$$

S-a presupus că electrodul culege numai sarcini de un singur semn.

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Relaţiile II.61 şi II.62 permit să se calculeze *grosimea* păturii de sarcină spaţială cu presupunerile făcute şi dacă potenţialele aplicate pe electrozi sunt suficient de mari pentru a culege sarcini electrice numai de un semn. Această adâncime de pătrundere în plasmă a păturilor de sarcini electrice spaţiale este importantă întrucât funcţie de presiunea gazului şi de dimensiunile electrozilor şi a incintei este posibil să avem pături de sarcini spaţiale şi nu plasmă în sensul definiţiei cunoscute.

În cele prezentate mai sus ne-am referit la pături simple de sarcini spaţiale. În plasmă există suficiente condiţii pentru formarea păturilor duble, triple, etc., care pot apare la contactul a două plasme, cu parametri diferiţi, la contactul plasmei cu un electrod, la contactul a 2 plasme cu potenţiale diferite.

Aceste pături de sarcini electrice (Double layers) sunt importante având în vedere că ele reprezintă "regiuni de legătură" în plasmă sau între plasmă şi mediul exterior, probabil prin astfel de structuri se transportă energie, substanţă şi informaţie.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

## Probleme

**P.II.1.**

*Într-un tub de descărcare se află un gaz ionizat în care electronii au*

$$n_e=10^{13}\ m^{-3} \quad \text{şi} \quad T_e=10^5\ K.$$

*a) Dacă R şi L sunt raza şi respectiv lungimea tubului de descărcare, să se discute în ce condiţii gazul ionizat are proprietăţile unei plasme.*

*b) Cum intervine natura gazului în obţinerea stării de plasmă?*

R.

a) Pentru ca gazul ionizat dintr-un tub de descărcare să aibă proprietăţile unei plasme, dimensiunile acestuia ($R$ şi $L$) trebuie să se coreleze cu lungimea Debye. Cu datele problemei se calculează lungimea Debye care are valoarea

$$\lambda_D=\sqrt{\frac{\varepsilon_0\cdot K_B\cdot T_e}{e^2\cdot n_e}}\cong 69\cdot\sqrt{\frac{T_e}{n_e}}=69\cdot\sqrt{\frac{10^5}{10^{13}}}=0{,}0069\ \text{m}\approx 7\ \text{mm}.$$

♦ Dacă $R\le\lambda_D$, gazul ionizat nu se poate găsi în stare de plasmă întrucât, pe distanţe de ordinul lungimii Debye, condiţia de cvasineutralitate - proprietatea fundamentală a plasmei, nu este îndeplinită. Concluzia este aceeaşi şi pentru $L\le\lambda_D$.

♦ Dacă $R>\lambda_D$ şi $L>\lambda_D$, gazul ionizat se poate afla în stare de plasmă. În ce priveşte lungimea tubului de descărcare ($L$), teoretic, tuburile pot fi oricât de lungi, dar pentru aprinderea descărcării, $L$ nu poate fi oricât de mare. De obicei raportul $R/L$ se alege după sursa de tensiune de care dispunem.

♦ Dacă $L<R>\lambda_D$, gazul ionizat poate fi în stare de plasmă numai dacă $L$ depăşeşte valoarea lui $\lambda_D$.

Dacă notăm cu $d_m$ drumul liber mediu de ciocnire al unei particule în plasmă, particula va suferi suficiente ciocniri care să restabilească cvasineutralitatea numai dacă $d_m \langle\langle L$.

b) Natura gazului intervine prin potenţialele de excitare şi potenţialul de ionizare care impun o anumită tensiune necesară

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

aprinderii descărcării. De asemenea, natura şi presiunea gazului determină valoarea drumului liber mediu $d_m$; un calcul riguros a lui $d_m$ presupune cunoaşterea secţiunii eficace de ciocnire, care depinde de natura gazului.

Pentru ca gazul ionizat să aibă proprietăţile unei plasme este necesară şi o discuţie privind evoluţia temporală a abaterii de la cvasineutralitatea electrică cu ajutorul mărimilor, $\upsilon_c$ - frecvenţa de ciocnire şi $\upsilon_p$ - frecvenţa proprie a plasmei.

Să notăm cu $T_c (=1/\upsilon_c)$, timpul mediu între două ciocniri succesive şi cu $T_P (=1/\upsilon_P)$, perioada oscilaţiilor proprii plasmei.

În general, un gaz ionizat are proprietăţile unei plasme, dacă pe perioade de timp mari în comparaţie cu perioada oscilaţiilor proprii plasmei, cvasineutralitatea se conservă, adică

$$T_c \rangle\rangle T_P \qquad \text{sau} \qquad \upsilon_p >> \upsilon_C .$$

Cu datele din problemă se obţine $\upsilon_p \cong 28{,}5 \cdot 10^6$ Hz, iar pentru calculul lui $\upsilon_c$ este necesar să cunoaştem (într-un model simplificat) $d_m$, precum şi viteza particulelor.

*P.II.2.*

*Fie un gaz ionizat cu* $n_e = 10^{15}\ m^{-3}$ *şi* $K_B T_e = 1\ eV$ .

*a) Dacă diametrul tubului este 1 cm, se poate vorbi de o plasmă în aproximaţia gazului ideal ?*

*b) Cum influenţează lungimea tubului de descărcare (L), aproximaţia de gaz ideal pentru plasmă ?*

R.

a) Răspunsul implică mai întâi verificarea condiţiei de plasmă pentru gazul ionizat, cu parametrii cunoscuţi. Astfel, gazul ionizat are proprietăţile unei plasme, dacă lungimea Debye ($\lambda_D$) este mult mai mică decât dimensiunea caracteristică (în geometria cilindrică această dimensiune este raza tubului de descărcare) a volumului ocupat de gaz. Din datele problemei se obţine

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot K_B \cdot T_e}{e^2 \cdot n_e}} \cong 0{,}234\ \text{mm} \qquad (1)$$

BCU "SUCEAVA" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ceea ce înseamnă că gazul ionizat se află în stare de plasmă întrucât $\lambda_D$ << diametrul tubului (*1cm*).

Plasma poate fi studiată în aproximația gazului ideal dacă energia de interacție electrostatică dintre particule în vid, este neglijabilă față de energia de agitație termică, adică

$$\frac{e^2}{4\,\pi\,\varepsilon_0\,d} \langle\langle K_B T_e \qquad (2)$$

unde $d = (n_e)^{-1/3}$ este distanța dintre particulele de concentrație $n_e$ din plasmă.

Din datele problemei se obține că energia potențială medie de interacțiune a particulelor plasmei este egală cu $\cdot 14{,}5 \cdot 10^{-5} eV$, adică mult mai mică ca energia de agitație termică (*1eV*), ceea ce înseamnă că plasma poate fi studiată în aproximația gazului ideal.

b) Dacă presiunea gazului se menține constantă, modificarea lungimii tubului de descărcare (*L*) nu influențează condiția (2) şi deci aproximația de gaz ideal pentru plasmă se păstrează. Totuşi, rămâne de discutat dacă presiunea gazului corelată cu lungimea tubului de descărcare (distanța dintre electrozi) şi tensiunea aplicată, permit aprinderea descărcării (legea lui Paschen).

*P.II.3.*

*Se consideră purtătorii de sarcină din două cristale, siliciu şi cupru care, în modelul Lorentz, formează aşa numitul "gaz electronic" de concentrație* $n_{Si\ pur} \approx 10^{18}\, m^{-3}$ *şi respectiv* $n_{Cu} \approx 8x10^{29}\, m^{-3}$.

*a) Aproximația de gaz ideal pentru "gazul electronic" din cristalele date este corectă ?*

*b) Să se discute aproximația stării de plasmă pentru "gazul electronic" din cristale.*

R.

a) În aproximația de gaz ideal, trebuie ca energia de agitație termică a purtătorilor (în cristale este energia Fermi) să domine celelalte tipuri de interacțiuni, în principal cea electrostatică din "gazul electronic", adică

$$\frac{Z e^2}{4\pi\varepsilon_0 d} \langle\langle W_F \tag{1}$$

unde $Ze$ este sarcina ionului din nodurile rețelei cristaline, $d$ distanța medie dintre atomii rețelei, iar $W_F$ energia Fermi (de același ordin de mărime cu energia de agitație termică).

Pentru a afla $W_F$ se consideră electronii fermioni și se calculează numărul stărilor cuantice ale unui electron într-un volum $V$, în spațiul fazelor,

$$dN = 2 \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot V \cdot P^2 \cdot dP}{h^3} \tag{2}$$

respectiv, numărul electronilor dintr-o sferă de rază $P_F$, în spațiul impulsurilor,

$$N = \frac{8 \cdot \pi \cdot V}{h^3} \cdot \int_0^{P_F} P^2 \cdot dP = \frac{8 \cdot \pi \cdot V}{3h^3} \cdot P_F^3 \tag{3}$$

Dacă $n$ este concentrația de fermioni ($n = N/V$), din relația (3) și formula pentru energia Fermi

$$W_F = \frac{P_F^2}{2 \cdot m_e}, \quad \text{obținem}$$

$$W_F = \left(\frac{3 \cdot n}{8 \cdot \pi}\right)^{2/3} \cdot \frac{h^2}{2 \cdot m_e} \tag{4}$$

Aproximând distanța dintre purtători cu $d \approx n^{-\frac{1}{3}}$, din relațiile (1) și (4) rezultă că

$$n \rangle\rangle 2 \cdot \left(\frac{8 \cdot \pi}{3}\right)^2 \cdot \left(\frac{m_e \cdot e^2}{h^2}\right)^3 \cdot Z^3 \tag{5}$$

Factorul din fața lui $Z$ (în relația 5) este de ordinul unității, $Z$ de asemenea, deci, pentru valorile lui $n_{Si}$ și $n_{Cu}$ date, relația (1) este îndeplinită, ceea ce înseamnă că electronii din banda de conducție (respectiv "gazul electronic" din cristalele considerate) pot fi studiați în aproximația gazului ideal.

BUJIASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

**b)** Condiția ca un gaz ionizat să aibă proprietățile unei plasme este ca

$d \langle\langle \lambda_D$, unde $d$ este distanța medie dintre particule.

Să calculăm lungimea Debye asociată electronilor din siliciu, respectiv din cupru, la temperatura camerei ($T = 3 \times 10^2 K$).

♦ Pentru "gazul electronic "din siliciu (semiconductor)

$$\lambda_{D,Si} = \left( \frac{\varepsilon_0 \cdot K_B \cdot T}{n_{Si} \cdot e^2} \right)^{1/2} \cong 1{,}18 \cdot 10^{-6}\, m \rangle\rangle a \qquad (6)$$

unde $a$ este constanta rețelei cristaline și are valoarea aproximativă de $1\,\mathring{A}$. Mai departe se compară $\lambda_{D,Si}$ cu distanța medie dintre purtători $d = 0{,}55(n_{Si})^{-1/3}$, respectiv cu $d = 0{,}55 \cdot 10^{-6}\, m$ și rezultă că

$$d \langle \lambda_{D,Si},$$

așadar numărul de particule dintr-o sferă Debye îndeplinește condiția

$$N_D > 1.$$

Pentru ca "gazul de electroni" din siliciu să reprezinte o stare de plasmă ar trebui ca

$$d \langle\langle \lambda_{D,Si} \quad \text{sau} \quad N_D >> 1,$$

condiție ce nu poate fi realizată la temperatura camerei, dar care se poate obține la temperaturi mari.

Totuși, în cristalul de siliciu pur, în special în joncțiunile $p$ - $n$, se presupune uneori că aproximația de plasmă pentru purtătorii de sarcini electrice este corectă și la temperatura camerei.

♦ Pentru "gazul de electroni" din cupru (metal)

$$\lambda_{D,Cu} \cong 2{,}2 \cdot 10^{-12}\, m \langle\langle a,$$

iar distanța medie dintre particule, $d = 0{,}55(n_{Cu})^{-1/3}$ are valoarea aproximativă de $0{,}45\,\mathring{A}$, adică

$\lambda_{D,Cu} \langle\langle d$, ceea ce înseamnă că, la temperatura camerei, "gazul electronic" din metale nu poate fi aproximat cu o

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

stare de plasmă. Pentru ca această aproximație să fie posibilă ar trebui ca

$$\lambda_D \rangle\rangle d,$$

ceea ce implică o temperatură a metalului de aproximativ $10^{10}$ $K$ (!). Această temperatură este întâlnită în stele, în centrul planetelor sau oriunde materia este organizată sub forma așa-numitei "stări de plasmă în solide" (de ex., Soare).

*P.II.4.*

*Care este diferența dintre "temperatura plasmei" și/sau "temperatura particulelor" din plasmă ?*

R.

Să considerăm o plasmă aflată la echilibru termodinamic. Dacă funcția de distribuție a particulelor după viteze este de tip Maxwell, adică

$$f = \left(\frac{m}{2\cdot\pi\cdot K_B\cdot T}\right)^{\frac{3}{2}}\cdot\exp\left(-\frac{m\cdot v^2}{2\cdot K_B\cdot T}\right) \qquad (1)$$

atunci energia cinetică medie a particulelor din plasmă este de forma

$$\overline{E}_c = \frac{3}{2}\cdot K_B\cdot T \qquad (2)$$

unde $T$ este temperatura plasmei, respectiv o măsură a energiei cinetice medii a particulelor din plasma aflată la echilibru termodinamic.

Întrucât este posibil ca purtătorii de sarcină din plasmă, respectiv electronii și ionii, să aibă distribuții Maxwell ce corespund la temperaturi diferite, considerăm corectă exprimarea de "temperatura particulelor" din plasmă.

Evident, temperatura fiind un concept statistic, ne referim totdeauna la temperatura unui ansamblu de particule de același sort și nu la temperatura fiecărei particule.

*P.II.5.*

*În mod obișnuit plasmele de laborator au densitatea de particule (n) cuprinsă între $10^{14}$ și $10^{24}$ $m^{-3}$, iar temperatura particulelor între $10^3$ și $10^5$ K. Să considerăm o plasmă de hidrogen cu electroni și protoni termici, pentru care se pot*

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

*calcula lungimea de Broglie, distanța medie dintre particule, raza Bohr precum şi distanța minimă la care se pot apropia unul de altul doi electroni sau doi protoni termici. Se cunosc:*

$m_e = 9{,}1 \times 10^{-31} Kg$ şi $m_p$ = *1,007uam, cu 1uam =* $1{,}66 \times 10^{-27}$ *Kg*

***a)*** *Să se arate dacă, pentru fenomenele care au loc pe distanțe mai mari sau egale cu distanța medie dintre particule, mişcarea particulelor poate fi guvernată de legile mecanicii clasice.*

***b)*** *Pentru n şi T date mai sus, efectele cuantice pot sau nu să fie neglijate, la interacția (ciocnirea) a două particule dintr-o astfel de plasmă ?*

R.

a) Pentru plasma dată se calculează următoarele mărimi:

- viteza medie de agitație termică a particulelor din plasmă

$$v_s = \sqrt{\frac{8 \cdot K_B \cdot T_s}{\pi \cdot m_s}},$$

unde indicele *"s"* se referă la sorturile de particule din plasmă, adică electronii şi protonii,

- lungimea de undă de Broglie, asociată particulelor,

$$\lambda_{B,s} = \frac{h}{m_s \cdot v_s},$$

- distanța medie dintre particule,

$$d = 0{,}55 \cdot n^{-1/3}$$

În general, pentru a vedea dacă se pot utiliza legile mecanicii clasice unui sistem de particule, se compară lungimea de Broglie cu distanța medie dintre particule.

Astfel,

- în cazul plasmelor rare (de hidrogen), cu $n \approx 10^{14} m^{-3}$ şi $T \approx 10^3$ *K,*

$$\lambda_{B,e} \cong 3{,}7 \cdot 10^{-9}\ m;\quad \lambda_{B,p} \cong 8{,}7 \cdot 10^{-11}\ m;\quad d \cong 1{,}2 \cdot 10^{-5}\ m,$$

prin urmare, atât pentru electroni cât şi pentru protoni,

$$\lambda_B << d,$$

BCU IAŞI - CENTRALA UNIVERSITARĂ

❖ în cazul plasmelor dense, cu $n \approx 10^{24} m^{-3}$ şi $T \approx 10^{7} K$ (plasme de interes termonuclear),

$$\lambda_{B,e} \cong 3{,}8 \cdot 10^{-11}\ m;\quad \lambda_{B,p} \cong 8{,}7 \cdot 10^{-13}\ m;\quad d \cong 5{,}5 \cdot 10^{-9}\ m$$

prin urmare, şi în acest caz, se găseşte

$$\lambda_B << d\,.$$

În concluzie, atât în plasmele rare cât şi în plasmele dense de hidrogen, dacă fenomenele au loc pe distanţe mai mari sau comparabile cu *d*, ele pot fi studiate cu legile mecanicii clasice. Abordarea clasică este cu atât mai bună cu cât particulele sunt mai grele şi temperatura lor mai mare.

**b)** Dacă viteza luminii în vid, *"c"*, reprezintă constanta cu ajutorul căreia se discută efectele relativiste, constanta "analogă" cu ajutorul căreia putem discuta dacă efectele cuantice pot sau nu fi neglijate este *"h"*, constanta lui Planck.

Astfel, comportarea unui sistem fizic poate fi descrisă cu suficientă precizie prin legile fizicii clasice numai dacă

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \rangle\rangle\ \hbar \quad \text{sau} \quad \Delta t \cdot \Delta W \rangle\rangle\ \hbar\,,$$

pentru orice pereche de variabile dinamice ce caracterizează starea sistemului , respectiv $x$ şi $p_x$ (lungime şi impuls) şi/sau $t$ şi $W$ (timp şi energie).

Să considerăm relaţia de incertitudine a lui Heisenberg,

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx \hbar\,, \tag{1}$$

lungimea de Broglie asociată protonilor,

$$\lambda_B = \frac{h}{p_x} \tag{2}$$

şi să aproximăm precizia de cunoaştere a poziţiei, adică $\Delta x$, prin valoarea diametrului atomului de hidrogen. Aceasta înseamnă că $\Delta x$ este de ordinul razei primei orbite Bohr, adică

$$\Delta x \cong R_B \tag{3}$$

Din relaţiile (1), (2) şi (3) rezultă că efectele cuantice se discută comparând $R_B$ cu $\lambda_B$. Pentru comparaţie se folosesc valorile lui $\lambda_B$ de la punctul a) şi raza primei orbite Bohr, adică

$$R_B = \frac{\varepsilon_0 \cdot h^2}{\pi \cdot e^2 \cdot m_e} \cong 5{,}3 \cdot 10^{-11}\ m$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Astfel, la $T \approx 10^3$ K, $R_B \sim \lambda_B$, ceea ce înseamnă ca efectele cuantice sunt importante, iar la $T \approx 10^7$ K, $R_B >> \lambda_B$ ,deci efectele cuantice se pot neglija.

În concluzie, fiind vorba de aceeaşi plasmă (de hidrogen), dar la temperaturi diferite, rezultă că efectele cuantice depind de temperatura particulelor.

***P.II.6.***

***a)*** *Să se justifice de ce, pentru majoritatea plasmelor, efectele relativiste sunt neglijabile.*

***b)*** *Ştiind că, pentru plasmele stelare efectele relativiste devin importante, să se aproximeze temperatura acestora.*

***c)*** *Care ar trebui să fie concentraţia de particule în stele, pentru ca efectele cuantice să fie importante ?*

R.

a) Efectele relativiste devin importante dacă energia particulei ($mc^2$) este comparabilă cu energia de agitaţie termică ($K_B T$). Pentru majoritatea plasmelor

$mc^2 >> K_B T$, ceea ce înseamnă că efectele relativiste sunt neglijabile, chiar şi pentru plasmele de interes termonuclear. Pentru a demonstra afirmaţia, să presupunem că efectele relativiste există, adică

$$m_e c^2 \approx K_B T_e \qquad (1)$$

de unde rezultă că $T_e \cong 5{,}9 \cdot 10^9 K$, o temperatură superioară temperaturii cinetice de amorsare a reacţiilor termonucleare;
în adevăr, se ştie că temperatura de amorsare a reacţiei *D-T* este $4{,}6 \cdot 10^7 K$, iar a reacţiei *D-D* este de $4{,}1 \cdot 10^8 K$.

b) Fie $T_e$, temperatura electronilor din plasmele stelare. Din relaţia (1) se obţine

$$T_e = 6 \cdot 10^9 K$$

(plasmele stelare sunt plasme izoterme, deci temperatura ionilor are aceeaşi valoare).

c) Efectele cuantice sunt importante dacă

$$K_B \cdot T_e \cdot \tau_P \approx \hbar \qquad (2)$$

cu

$$\tau_P \approx 2 \cdot \pi / \omega_P = 2 \cdot \pi \cdot \left[ m_e \cdot \varepsilon_0 / \left( n \cdot e^2 \right) \right]^{1/2} \qquad (3)$$

Din relațiile (2) și (3) se obține $n = 20 \cdot 10^{37}\ particule/m^3$, deci aceasta ar trebui să fie concentrația în stele pentru ca efectele cuantice să fie importante. Valoarea obținută este cu mult mai mare decât concentrațiile obișnuite din stele, adică $n_{stele} \approx 10^{28}\ particule/m^3$. Se știe că astfel de concentrații ridicate se obțin în stelele neutronice în faza de colaps (supernove).
Dacă în relațiile (2) și (3) se consideră concentrațiile obișnuite din stele, obținem

$$K_B T_e \tau_P \rangle \rangle \hbar , \qquad (4)$$

ceea ce înseamnă că efectele cuantice se pot neglija.

*Observație*

Dacă se consideră variabila temporală $\tau_C$ (timpul între două ciocniri consecutive) în relația lui Heisenberg (2), știind că în toate tipurile de plasme frecvența de ciocnire ($\nu_C$) este mult mai mică decât frecvența plasmei ($\nu_P$), putem afirma că relația (4) este cu atât mai mult satisfăcută.

*P.II.7.*

*Fie o plasmă de concentrație $n_0$, cu electronii și ionii în echilibru termodinamic, la aceeași temperatură T.*
*Să se calculeze sarcina totală care restabilește cvasineutralitatea plasmei din jurul unui ion de sarcină + q.*

R.

Se consideră un sistem de coordonate cu simetrie sferică, în jurul sarcinii $+q$. Sarcina totală $q_t$ care restabilește cvasineutralitatea se calculează cu relația

$$q_t = \int_0^{\infty} 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \rho(r) \cdot dr \qquad (1)$$

În ipoteza unei distribuții Boltzmann pentru electroni și dacă $eV(r) \langle \langle K_B T$, concentrațiile de electroni și ioni se calculează cu relațiile

$$n_e = n_0 \cdot \exp\left(+\frac{e \cdot V}{K_B \cdot T}\right) \approx n_0 \cdot \left[1 + \frac{e \cdot V}{K_B \cdot T}\right] \tag{2}$$

$$n_i \approx n_0 \cdot \left[1 - \frac{e \cdot V}{K_B \cdot T}\right] \tag{3}$$

Cu relaţiile cunoscute, pentru lungimea Debye

$$\lambda_D^2 = \frac{\varepsilon_0 \cdot K_B \cdot T}{n_0 \cdot e^2} \tag{4}$$

şi potenţialul coulombian ecranat

$$V(r) = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r} \cdot \exp\left(-\frac{\sqrt{2} \cdot r}{\lambda_D}\right) \tag{5}$$

se calculează $\rho(r)$ cu relaţia $\rho(r) = -e(n_e - n_i)$ şi se obţine

$$\rho(r) = -2e^2 \cdot n_0 \cdot \frac{V(r)}{K_B \cdot T} \tag{6}$$

Din relaţiile (4), (5) şi (6) obţinem

$$\rho(r) = -\frac{q}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot \lambda_D^2} \cdot \exp\left(-\frac{\sqrt{2} \cdot r}{\lambda_D}\right) \tag{7}$$

Se înlocuieşte relaţia (7) în relaţia (1) şi se obţine

$$q_t = -\int_0^{\infty} q \cdot x \cdot \exp(-x) \cdot dx \tag{8}$$

unde s-a făcut notaţia

$$x = \frac{\sqrt{2} \cdot r}{\lambda_D}$$

După calcule, din relaţia (8) obţinem

$$q_t = -q \ ,$$

adică sarcina totală necesară pentru a restabili neutralitatea plasmei din jurul ionului de sarcină $+q$ este $-q$, aşa cum de altfel ne aşteptam.

BCUJASI CENTRALA UNIVERSITY LIBRARY

***P.II.8.***

*Fie un gaz ionizat format din particule încărcate de sarcină q şi concentraţie n, în care se introduc două plăci plane, paralele, infinite, situate la $x_1 = -d$ şi $x_2 = d$ una de alta.*

*a) Care este distribuţia de potenţial între cele două plăci, dacă ele sunt menţinute la potenţialul $V_0 = 0$ ?*

*b) Pentru ce valori ale lui d particulele pot ajunge în planul median al regiunii dintre cele două plăci aflate la potenţialul $V_0 = 0$ ?*

R.

a) Condiţiile din problemă permit o abordare unidimensională. Dacă *Ox* este axa perpendiculară pe suprafaţa plăcilor, ecuaţia Poisson pentru distribuţia de potenţial între cele două plăci este de forma

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{n \cdot q}{\varepsilon_0} \tag{1}$$

Ţinând seama de condiţiile la limită, adică

$$V(-d) = V(d) = V_0 = 0 \tag{2}$$

prin integrarea ecuaţiei (1), se obţine distribuţia de potenţial între cele două plăci, de forma (redată în ***Fig.II.8***):

$$V(x) = -\frac{n \cdot q}{2 \cdot \varepsilon_0} \cdot \left(d^2 - x^2\right) \tag{3}$$

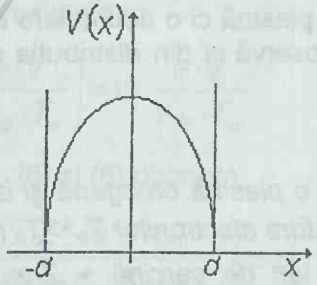



***Fig.II.8***

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Relația (3) este corectă numai în ipoteza că $nq = constant$ şi dacă distanța $d$ este mai mică ca lungimea Debye, $\lambda_D$.
Evident, problema este teoretică; astfel, pentru ca între cele două plăci să avem plasmă, ar trebui ca

$$d \rangle\rangle \lambda_D ,$$

condiția de cvasineutralitate între cele două plăci să fie satisfăcută ($n_e \cong n_i$), adică $nq = 0$ şi integrarea ecuației

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{e}{\varepsilon_0} \cdot (n_e - n_i)$$

ar conduce la $V = 0$ , adică orice punct între cele două plăci se află la acelaşi potențial cu plăcile, respectiv la potențial zero.

**b)** Întrucât $V(d) = V(-d) = 0$, energia potențială a particulelor în vecinătatea plăcilor este zero.

Pentru ca particulele să poată ajunge în planul median $x = 0$ este necesar ca energia cinetică medie de agitație termică a acestora, $K_B T_e / 2$, să depăşească energia de frânare, $\frac{n \cdot q^2 \cdot d^2}{2 \cdot \varepsilon_0}$, prin urmare, din relația (3) rezultă condiția

$$d \le \lambda_D , \qquad (4)$$

unde $\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot K_B \cdot T}{n \cdot q^2}}$ este lungimea Debye. Rezultatul exprimat de relația (4) ne arată că regiunea considerată între cele două plăci nu este o plasmă ci o acumulare de sarcini de un anume semn, ceea ce se observă şi din distribuția de potential obținută şi redată în ***Fig.II.8***.

***P.II.9.***

*Se consideră o plasmă omogenă şi izotropă de concentrație $n_0$ şi temperatura electronilor $T_e >> T_0$ (ionii sunt reci).*

*În jurul unui ion de sarcină + Z·e introdus în plasmă se formează un nor electronic datorită interacțiunilor coulombiene. Ce energie este necesară pentru a distruge sistemul astfel format (ion – "nor electronic") ?*

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

R.

Se consideră simetrie sferică în jurul ionului de sarcină $+Ze$ (Fig.II.2).

Energia sistemului ion – "nor electronic" se calculează cu relația

$$W = \int V \cdot dq \tag{1}$$

unde

$$V = \frac{Z \cdot e}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r} \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \tag{2}$$

reprezintă potențialul Debye, iar

$$dq = -e(n_e - n_i)dV \tag{3}$$

este variația densității de sarcină electrică din elementul de volum $dV$, în jurul ionului $+Ze$. Cu justificările cunoscute se scriu relațiile:

$$n_i \cong n_0 \quad ; n_e = n_0 \cdot \exp\left(\frac{e \cdot V}{K_B \cdot T_e}\right); \quad dV = 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot dr \tag{4}$$

care, împreună cu relațiile (1), (2) şi (3), permit calcularea lui W:

$$W = \frac{Z \cdot e^2 \cdot n_0}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot K_B \cdot T_e} \cdot \int_0^\infty 4\pi r \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{e \cdot V}{K_B \cdot T_e}\right)\right] dr \tag{5}$$

Deoarece $e\,V \langle\langle K_B T$, termenul $\exp\left(\frac{e \cdot V}{K_B \cdot T_e}\right)$ se poate dezvolta în serie şi aproxima prin

$$\exp\left(\frac{e \cdot V}{K_B \cdot T_e}\right) \approx 1 + \frac{e \cdot V}{K_B \cdot T_e} \tag{6}$$

Din relațiile (2). (5) şi (6) obținem

$$W = -\frac{Z^2 \cdot e^4 \cdot n_0}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot K_B \cdot T_e} \cdot \int_0^\infty \exp\left(-\frac{2 \cdot r}{\lambda_D}\right) \cdot dr \tag{7}$$

Ştiind că

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\lambda_D^2 = \frac{\varepsilon_0 \cdot K_B \cdot T_e}{n_0 \cdot e^2}$$

din relația (7) obținem

$$W = -\frac{(Z \cdot e)^2}{8 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\lambda_D} \qquad (8)$$

W reprezintă energia necesară pentru a distruge (W < 0) sistemul ion – "nor electronic" ce se formează datorită interacțiunilor coulombiene din plasmă.

***Observație***

W este de fapt energia potențială de interacțiune a oricărei sarcini e, cu celelalte sarcini care produc ecranarea, prin urmare un calcul a energiei interne a plasmei trebuie să ia în considerație și acest termen. De exemplu pentru o plasmă simplă, izotermă, total ionizată și de concentrație $n_0$, energia internă a unității de volum este $W_{int} = 3\ K_B\ T\ n_0 - \frac{e^2\ n_0}{4\ \pi\ \varepsilon_0\ \lambda_D}$

***P.II.10.***

*La trecerea unui gaz neutru în stare de plasmă (formată din electroni și ioni simplu ionizați), potențialul coulombian al unui ion de sarcină +e la distanța r, se micșorează cu 4 mV.*

***a)*** *Care este concentrația plasmei, știind că temperatura medie a electronilor în plasma respectivă este de $10^4$ K și că fluctuațiile de sarcină electrică în jurul ionului nu depășesc 1% ?*

***b)*** *Dacă intensitatea câmpului electric ce restabilește neutralitatea electrică este de 10 V/m, să se evalueze dimensiunea spațială a regiunii perturbată de prezența ionului de sarcină +e.*

**R.**

a) Potențialul creat de sarcina $+e$, în vid, este de forma

$$V = \frac{e}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r} \qquad (1)$$

BCU IAȘI - CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

iar în plasmă

$$V = \frac{e}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r} \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \tag{2}$$

După dezvoltarea în serie a relației (2), din relațiile (1) și (2) se găsește că potențialul coulombian al sarcinii $+e$ se micșorează cu cantitatea

$$\Delta V \cong \frac{e}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \lambda_D} \tag{3}$$

În ipoteza plasmelor rarefiate (adică $r \langle \lambda_D$) și izotrope ($\varepsilon_0$ = *constant*) și știind că

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot K_B \cdot T_e}{n_e \cdot e^2}} \tag{4}$$

din relațiile (3), (4) și cu datele problemei, obținem

$$n_e \cong 3 \cdot 10^{24} \text{ particule/m}^3$$

Știind că fluctuațiile de sarcină electrică nu depășesc 1%, din următoarea relație

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{n_0 - n_e}{n_0} \tag{5}$$

și cu $n_e$ calculat, obținem

$$n_0 \cong 3{,}2 \cdot 10^{24} \text{ particule/m}^3$$

b) Intensitatea câmpului electric care restabilește neutralitatea electrică în jurul sarcinii $+e$ este

$$E = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r^2} \tag{6}$$

unde

$$q = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r^3 \cdot e \cdot \Delta n \tag{7}$$

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Am presupus că toți electronii din sfera de rază $r$ s-au deplasat spre suprafața acesteia.

Din relațiile (5), (6), (7) şi cu datele problemei, se găseşte dimensiunea spațială a regiunii perturbată de sarcina $+e$, respectiv

$$r \approx 5 \cdot 10^{-4} m.$$

***P.II.11.***

*Condiția de stabilitate a unui strat de sarcini spațiale este ca energia câmpului electric să fie egală cu energia de agitație termică (criteriul lui Bohm). Să se discute în ce aproximație pentru plasmă, viteza ionilor la marginea stratului de sarcini spațiale coincide cu viteza de propagare a unei unde iono-acustice.*

**R.**

Să considerăm un strat de sarcini spațiale pentru o plasmă neizotermă şi necolizională. Se poate admite că electronii au o distribuție Maxwell, iar ionii formează un flux constant prin strat, respectiv sunt accelerați în strat, deci viteza lor creşte.

Să scriem bilanțul energetic pentru ioni, la o distanță x în interiorul stratului (se presupune că fluxul de ioni se deplasează pe direcția x):

$$\frac{m_i \cdot v_i(x)}{2} = e \cdot V(x) \qquad (1)$$

unde $V(x)$ este căderea de potențial pe strat. În relația (1) s-a neglijat energia cu care ionii pătrund în strat.

Din condiția de stabilitate a stratului (*criteriul lui Bohm*, în forma aproximativa, având în vedere presupunerile făcute) se obține

$$e \cdot V_0 = \frac{K_B \cdot T_e}{2} \qquad (2)$$

iar din relațiile (1) şi (2) se găseşte viteza ionilor la marginea stratului de sarcini spațiale

$$v_i = \sqrt{\frac{K_B \cdot T_e}{m_i}} \qquad (3)$$

Ştiind că viteza de propagare $v_S$, a undelor iono-acustice în plasmă, este de forma

$$v_s = \sqrt{\frac{K_B \cdot T_e + \gamma_i \cdot K_B \cdot T_i}{m_i}} \qquad (4)$$

şi având în vedere că, pentru o plasmă neizotermă avem $T_e \rangle\rangle T_i$, relaţia (4) devine

$$v_s \cong v_i = \sqrt{\frac{K_B \cdot T_e}{m_i}}. \qquad (5)$$

In relaţia (4) $\gamma_i$ este coeficientul adiabatic ($C_P / C_V$).

Indicele *"s"* este folosit prin analogie cu viteza sunetului în plasmă; evident, undele se propagă în plasmă din aproape în aproape prin intermediul câmpurilor electrice, în timp ce undele acustice se propagă tot din aproape în aproape, dar prin intermediul ciocnirilor.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

# *Capitolul III.* DESCĂRCĂRI ELECTRICE ÎN GAZE

## *III.1. Trecerea curentului electric prin gaze*

### III.1.1. Conductibilitatea electrică a gazelor

Să considerăm un gaz la presiune scăzută, aflat într-o incintă în care se introduc doi electrozi plani, paraleli, aflaţi la o anumită distanţă unul de altul; acesta este aranjamentul experimental "clasic", propus de *Faraday* (*1835*) pentru studiul descărcărilor electrice în gaze.

În absenţa unui câmp electric între electrozi, deşi particulele de gaz se mişcă complet dezordonat, se pot identifica grupuri de particule cu aceeaşi temperatură, corespunzătoare unei distribuţii Maxwell după viteze. Mai mult, în gaze pot să existe particule încărcate electric (electroni, ioni pozitivi, ioni negativi) datorită unor agenţi ionizanţi naturali (radioactivitatea Pământului, radiaţiile cosmice, radioactivitatea radiului şi toriului prezenţi în păturile inferioare ale atmosferei terestre, etc.), dar mişcarea lor este de asemenea dezordonată.

Dacă comparăm conductibilitatea electrică a metalelor, de ex., la cupru este de $10^{6}(\Omega cm)^{-1}$, cu cea a gazelor din straturile inferioare ale atmosferei de ordinul a $10^{-16}(\Omega cm)^{-1}$, este evident că gazele nu conduc curentul electric. Dealtfel, un gaz complet izolat de agenţii ionizanţi exteriori, aflat la temperaturi joase, se poate considera un izolator la fel de bun ca şi starea de "vid" ultra înalt. Totuşi, aşa cum nu există conductori perfecţi, nu există nici gaze - izolatori perfecţi. Astfel, dacă printr-o modalitate oarecare se creează suficiente sarcini electrice libere şi dacă se asigură o mişcare dirijată a acestora, de ex., prin aplicarea unui câmp electric, gazele conduc curentul electric.

BUCHAREST UNIVERSITY LIBRARY

Trecerea curentului electric prin gaze se numeşte *descărcare electrică în gaze* şi reprezintă o *condiţie necesară* pentru *obţinerea stării de plasmă* în condiţii de laborator.

Apariţia şi întreţinerea unei descărcări electrice în gaze sunt fenomene determinate de mecanismele de generare şi distrugere a purtătorilor de sarcină, precum şi de câmpul electric care asigură mişcarea dirijată a acestora. *Crookes (1879)* descrie proprietăţile gazelor ionizate şi le consideră a 4-a stare de existenţă a materiei, iar *Langmuir* şi *Tonks (1928)* denumesc această stare plasmă.

Trecerea curentului electric prin gaze este însoţită de fenomene specifice, *luminoase* (în descărcările luminescente), *sonore* (în descărcarea corona, în scânteie), *reacţii chimice* (oxidări, descompuneri, polimerizări, etc.), *termice*, care depind de natura, presiunea şi puritatea gazului, de geometria tubului de descărcare şi a electrozilor, de câmpul electric aplicat, etc.

Să presupunem că, între doi electrozi aflaţi la o distanţă $d$, se aplică diferenţa de potenţial $V$, ca urmare valoarea câmpului electric $\vec{E}$ este

$$E = \frac{V}{d} \qquad \text{III.1}$$

Datorită acestui câmp mişcarea particulelor încărcate din gaz nu mai este dezordonată, apare o componentă a mişcării după direcţia lui $\vec{E}$, se numeşte curent de câmp sau de drift şi este de forma

$$\vec{j} = \vec{j}_e + \vec{j}_i \quad \text{sau} \qquad \text{III.2}$$

$$\vec{j} = en_e\mu_e\vec{E} + en_i\mu_i\vec{E} = \sigma\vec{E}, \qquad \text{III.3}$$

unde $\sigma$ este conductibilitatea electrică a gazului, iar $\mu_e$ şi $\mu_i$ mobilităţile purtătorilor de sarcină (electronii şi ionii).

Câmpul electric $\vec{E}$ existent între electrozi şi care asigură mişcarea dirijată a purtătorilor de sarcină poate fi uniform sau nu, de valoare mică sau puternic, continuu sau alternativ.

Dacă se presupune un câmp $\vec{E}$ de valoare mică şi uniform între cei doi electrozi, ceea ce este posibil dacă se neglijează prezenţa sarcinilor spaţiale, relaţia III.3 ne arată că

$j = f(E)$ este o funcţie liniară, similară cu $j = f(V)$, adică se regăseşte legea lui Ohm pentru un conductor (în cazul nostru coloana de gaz ionizat) de rezistenţă $1/\sigma$ **(Fig. III.1-a)**;

în acest caz purtătorii de sarcini electrice sunt produşi de un factor ionizant exterior constant.

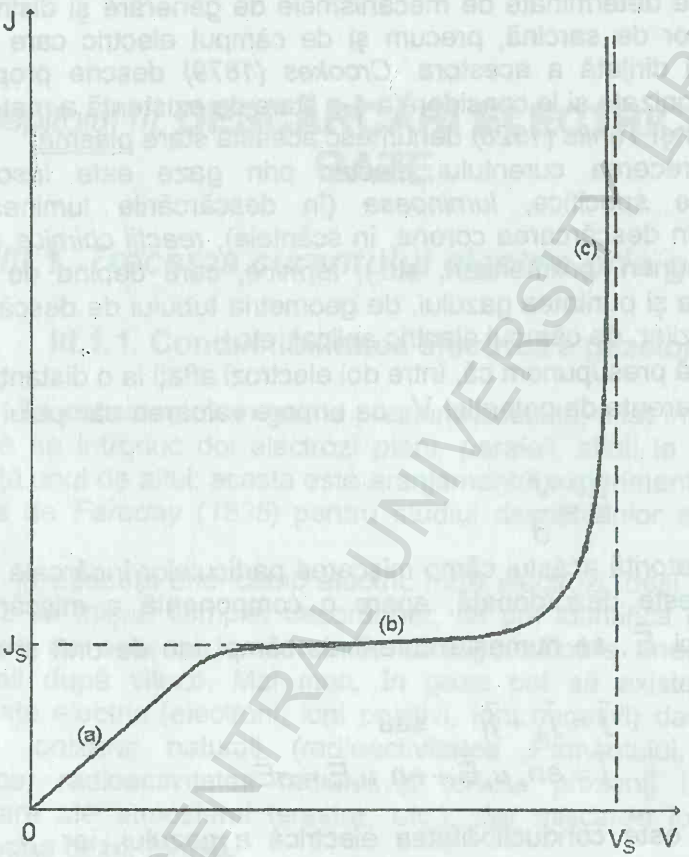



Fig. III.1.

Dacă câmpul electric $\vec{E}$ creşte, numărul ionizărilor creşte, purtătorii de sarcini electrice au viteze atât de mari încât ajung la electrozi înainte de a se recombina, iar curentul electric capătă o valoare maximă, de saturaţie - $j_S$ (**Fig. III.1-b**).

Dacă $\vec{E}$ are valori peste cea corespunzătoare curentului de saturaţie $j_S$, datorită multiplicării ionizărilor prin avalanşe electronice curentul creşte, fiind limitat doar de rezistenţa pe circuitul exterior (**Fig. III.1-c**), iar

$j = f(E)$ nu mai este o funcţie liniară.

BCU IAŞI - CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Un studiu sistematic al descărcărilor electrice în gaze presupune să cunoaştem următoarele:

- geometria tubului de descărcare, a electrozilor şi a diferenţei de potenţial aplicat pe electrozi,
- gazul de lucru şi caracteristici ale acestuia, adică coeficienţii de transport gazodinamici (coeficienţi de conductibilitate termică, coeficienţi de vâscozitate, drumul liber mediu), precum şi coeficienţii de transport electromagnetici (coeficienţi de conductibilitate electrică, mobilităţi, densităţi de curent, densităţi de sarcină, etc.),
- procesele elementare de volum (de excitare, ionizare, recombinare) şi superficiale, precum şi secţiunile eficace corespunzătoare acestor procese,
- structurile de sarcini spaţiale din vecinătatea oricăror suprafeţe solide în contact cu gazul ionizat.

## III.1.2. Caracteristica *tensiune-curent* la trecerea curentului electric prin gaze

Există diferite criterii după care se clasifică descărcările electrice în gaze. Astfel, sunt cunoscute:

- *descărcări autonome* (sau independente) şi *descărcări neautonome*, după cum se comportă descărcarea când acţiunea agentului ionizant încetează,
- *descărcări staţionare* şi *nestaţionare*, după sursa de tensiune care asigură câmpul electric între cei doi electrozi (descărcări în curent alternativ de frecvenţă joasă, descărcări în curent alternativ de înaltă frecvenţă, descărcări în impuls),
- *descărcări întunecoase* şi *luminescente*, după fenomenele optice care însoţesc trecerea curentului electric prin gaze.

După tipul de descărcare, respectiv modalitatea de obţinere, plasmele sunt diferite, de exemplu plasme de densitate mică sau densitate mare, izoterme sau nu, staţionare sau tranzitorii, stabile sau instabile, etc.

Să considerăm un tub de descărcare cu doi electrozi plani, paraleli aflaţi la distanţa *d*. Dacă se menţin constante presiunea şi distanţa dintre electrozi şi se urmăreşte cum variază intensitatea curentului de descărcare cu diferenţa de potenţial aplicată pe tub, se obţine o curbă generală numită *caracteristica tensiune-curent* (sau *volt-amperică*) a descărcărilor electrice în gaze (**Fig. III.2.**).

În cele ce urmează prezentăm unele tipuri de descărcări, electrice în gaze, utilizate frecvent pentru obținerea plasmelor de laborator.

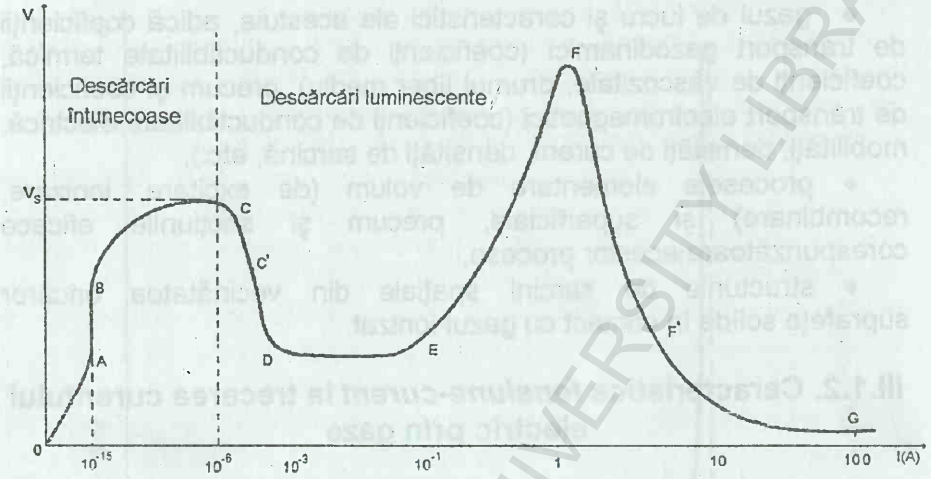



Fig. III.2. *Caracteristica volt-amperică*

*0-A-B Descărcări întreținute*
*B-C Descărcarea semiîntreținută Townsend*
*C-C' Descărcarea corona*
*C'-D Descărcarea luminescentă subnormală*
*D-E Descărcarea luminescentă normală*
*E-F Descărcarea luminescentă anormală*
*F-F' Tranziție spre arc*
*F'-G Arcul electric*

## *III.2. Descărcarea Townsend*

Descărcarea Townsend corespunde porțiunii BC pe caracteristica generală tensiune-curent (**Fig.III.2**) şi se caracterizează prin următoarele:

- este o descărcare întunecată,
- poate fi neautonomă, dar şi autonomă,
- curenții de descărcare sunt foarte mici, fapt care permite să se neglijeze deformarea câmpului electric datorită sarcinilor spațiale existente între electrozi.

FONDUL CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Prima teorie cantitativă a descărcării a fost propusă de *Townsend (1915)*, se numeşte *"teoria avalanşelor electronice"* şi se aplică numai descărcărilor Townsend neautonome; urmează teoria *Townsend-Rogowski (1930)* care ţine seama de deformarea câmpului electric între electrozi, aplicabilă şi descărcărilor autonome. Ulterior teoria *Townsend-Rogowski* se completează cu presupunerea că descărcarea nu se poate amorsa şi întreţine fără a ţine seama şi de procesele de ionizare superficială de la catod.

Townsend introduce următorii trei coeficienţi:

- $\alpha$ (primul coeficient de ionizare) care reprezintă numărul de perechi electron-ion creaţi (în medie) de un electron pe unitatea de lungime (*1cm*) în direcţia catod - anod, în urma ciocnirilor cu particulele neutre de gaz,
- $\beta$ (al 2-lea coeficient de ionizare) care reprezintă numărul de perechi electron-ion creaţi de un ion pozitiv, pe un *1cm* de drum, în direcţia anod - catod,
- $\gamma$ (coeficientul de ionizare superficială) reprezintă numărul de electroni emişi de catod, ce revin la bombardamentul cu un ion pozitiv; în sens mai larg, coeficientul $\gamma$ se referă la emisia de electroni din catod sub acţiunea tuturor proceselor elementare care au loc la suprafaţa catodului, cu excepţia emisiei termoelectronice şi autoelectronice; ne referim la emisia de electroni din catod prin bombardamentul cu atomi accelerați şi atomi în stare excitată sau prin fotoemisie.

Coeficienţii $\alpha$ şi $\beta$ sunt funcţie de natura şi presiunea gazului, de intensitatea câmpului electric în regiunea descărcării, iar în cazul coeficientului $\gamma$, suplimentar, este funcţie şi de natura electrozilor.

Ne propunem să găsim o expresie pentru densitatea curentului de descărcare având în vedere mecanismul descărcării propus de *Townsend*, respectiv prin *teoria "avalanşelor electronice"*. Pe scurt, această teorie consideră următoarele:

- în spaţiul descărcării, de asemenea la suprafaţa catodului, se pot forma totdeauna electroni liberi datorită unor factori ionizanţi externi;
- în drumul lor spre anod aceşti electroni sunt accelerați de câmpul electric, ciocnesc atomii şi moleculele de gaz generând perechi electron-ion, ceea ce înseamnă că numărul de electroni creşte, formându-se o adevărată "avalanşă de electroni" care se deplasează spre anod; la rândul lor şi ionii pozitivi pot forma prin ciocniri cu atomii sau moleculele de gaz perechi electron-ion, deci o "avalanşă de ioni pozitivi", dar avalanşa de electroni este mult mai mare decât cea de

ioni pozitivi datorită coeficientului $\alpha$, mai mare decât coeficientul $\beta$, în aceleaşi condiţii de descărcare.

Să aplicăm *teoria "avalanşelor"* pentru a găsi densitatea curentului de descărcare, datorat atât electronilor cât şi ionilor. Se neglijează procesele $\beta$, iar în procesele $\gamma$ putem include emisia de electroni nu numai datorită ionilor, dar şi a fotonilor, metastabililor, atomilor rapizi, care ciocnesc catodul. Se presupune $\gamma = constant$, ceea ce este corect pentru un anumit gaz şi electrozi cunoscuţi.

Să notăm cu $n_0$ numărul de electroni care există în vecinătatea catodului, datorită unui factor ionizant extern; aceşti electroni produc, pe o distanţă $dx$, un număr de perechi electron-ion, deci un număr suplimentar de electroni

$$dn = \alpha n dx \qquad \text{III.4}$$

Prin integrarea relaţiei III.4 obţinem

$$n = n_0 e^{\alpha d},$$

sau, pentru densitatea curentului de descărcare,

$$j = j_0 e^{\alpha d}, \qquad \text{III.5}$$

unde $d$ este distanţa catod-anod.

Dacă $n_0 e^{\alpha d}$ este numărul de electroni nou formaţi, numărul de ioni nou formaţi este $n_0\left(e^{\alpha d} - 1\right)$, iar dacă aceşti ioni bombardează catodul, vor scoate

$$\gamma n_0\left(e^{\alpha d} - 1\right) \qquad \text{III.6}$$

electroni secundari, care, la rândul lor produc perechi electron-ion prin ciocniri, în volumul descărcării.

Ca urmare, numărul de electroni formaţi în volum va fi

$$\gamma n_0\left(e^{\alpha d} - 1\right)e^{\alpha d} \qquad \text{III.7}$$

şi de ioni pozitivi nou formaţi

$$\gamma n_0\left(e^{\alpha d} - 1\right)^2 \qquad \text{III.8}$$

Aceşti ioni pozitivi vor extrage prin procese $\gamma$

$$\gamma^2 n_0\left(e^{\alpha d} - 1\right)^2 \qquad \text{III.9}$$

electroni secundari care vor produce ionizări în volum şi raţionamentul se continuă.

Numărul total de electroni care vor ajunge la catod, adică

$$n = n_0 e^{\alpha d} + n_0 \gamma \left(e^{\alpha d} - 1\right) e^{\alpha d} + n_0 \gamma^2 \left(e^{\alpha d} - 1\right)^2 e^{\alpha d} + \\ + n_0 \gamma^3 \left(e^{\alpha d} - 1\right)^3 e^{\alpha d} + \ldots \qquad \text{III.10}$$

este suma unei progresii geometrice şi dacă se presupune că raţia $\gamma\left(e^{\alpha d} - 1\right) < 1$, obţinem

$$n = n_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma\left(e^{\alpha d} - 1\right)} \qquad \text{III.11}$$

sau, pentru densitatea curentului electric la anod,

$$j = j_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma\left(e^{\alpha d} - 1\right)} \qquad \text{III.12}$$

Dacă câmpul electric între cei doi electrozi nu este uniform, ceea ce este posibil datorită prezenţei sarcinilor spaţiale care-l deformează, ţinând seama că $\alpha = f(E)$, rezultă o modificare a coeficientului $\alpha$ în spaţiul dintre electrozi, adică $\alpha = f(x)$; în această situaţie, relaţiile III.5 şi III.12 pentru densitatea de curent în circuitul exterior, devin:

$$j = j_0 e^{\int_0^d \alpha dx} \qquad \text{III.13}$$

$$j = j_0 \frac{e^{\int_0^d \alpha dx}}{1 - \gamma\left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1\right)}, \qquad \text{III.14}$$

unde $j_0$ este densitatea curentului electronic la catod, produs de factorul ionizant exterior.

Aşa cum se constată din raţionamentul făcut, procesele $\beta$ au fost neglijate, dar ele se pot include în coeficientul $\gamma$, care poate să caracterizeze nu numai ionizările superficiale datorate ionilor pozitivi ci şi ionizările în volum provocate de aceştia, adică cele descrise de coeficientul $\beta$.

Să discutăm două situaţii limită ale relaţiilor III.12 şi III.14:

- dacă $j_0 = 0$ (ceea ce este echivalent cu dispariţia factorului ionizant extern), iar $j = 0$, descărcarea se stinge; pentru ca

BCU CLUJ CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

descărcarea să nu se stingă trebuie să existe un factor ionizant exterior, curenții $j$ datorați acestuia fiind foarte mici ($\approx 10^{-15}\,A$); această situație se numește descărcare neautonomă (semiîntreținută) și este cazul descărcării *Townsend*;

- dacă $j_0 = 0$ și $j \neq 0$, înseamnă că descărcarea se autoîntreține și se numește descărcare autonomă sau independentă; situația $j \neq 0$ este posibilă numai dacă numitorul relațiilor III.12 și III.14 tinde la zero, adică

$$\gamma\left(e^{\alpha d} - 1\right) = 1 \qquad \text{sau} \qquad \text{III.15}$$

$$\gamma\left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1\right) = 1 \qquad \text{III.16}$$

Relațiile III.15 și III.16 reprezintă *condiția de staționaritate* sau *de autoîntreținere* a unei descărcări.

În general, $e^{\alpha d} \rangle\rangle 1$, astfel că relațiile III.15 și III.16 se mai scriu sub forma

$$\gamma e^{\alpha d} = 1 \qquad \text{sau} \qquad \gamma e^{\int_0^d \alpha dx} = 1 \qquad \text{III.17}$$

Dacă în relațiile III.12 și III.14 numitorul ar fi efectiv egal cu zero, ar trebui să avem un curent "infinit", ceea ce nu se întâmplă în realitate datorită efectelor de sarcini spațiale.

Să revenim asupra *condiției de staționaritate* III.15 și să facem notația generală

$$\gamma\left(e^{\alpha d} - 1\right) = s \qquad \text{III.18}$$

Dacă

- $s = 1$, descărcarea este autoîntreținută sau autonomă (porțiunile CG, din **Fig. III.2**), iar relația reprezintă condiția de staționaritate,
- $s \rangle 1$, descărcarea este de asemenea autoîntreținută, valoarea curentului din descărcare crește fiind limitată de rezistențele din circuitul exterior,
- $s \langle 1$ descărcarea este semiîntreținută (porțiunea BC din **Fig. III.2**),
- $s = 0$ descărcarea este întreținută (porțiunea OAB din **Fig. III.2**).

BCU "ASCENTIUS" UNIVERSITY LIBRARY

*Teoria Townsend-Rogowski* se aplică nu numai descărcării *Townsend*, dar şi părţilor catodice ale descărcării luminescente, stratului corona din descărcarea corona, precum şi oricărei regiuni din descărcare unde apar avalanşe electronice şi mişcarea dirijată a electronilor predomină mişcării de agitaţie termică.

## III.3. Aprinderea descărcării. Legea lui Paschen

Aprinderea descărcării este unul din cele mai importante fenomene legate de trecerea curentului electric prin gaze. Să urmărim aprinderea unei descărcări pe caracteristica tensiune – curent, prezentată în **Fig. III.2.** Se aplică o diferenţă de potenţial variabilă pe cei doi electrozi şi, pentru o anumită valoare, are loc *aprinderea descărcării* sau *"străpungerea gazului"* (practic se străpunge caracterul izolator al gazului). Diferenţa de potenţial minimă pentru care descărcarea devine autonomă, se numeşte *tensiune de aprindere* sau de *străpungere* ($V_s$), iar distanţa între catod şi anod corespunzătoare aprinderii descărcării este $d_s$ şi se numeşte *distanţă de străpungere* ($d_s$).

Din condiţia de staţionaritate III.15 obţinem

$$d_s = \frac{1}{\alpha}\ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right) \quad \text{şi} \qquad \text{III.19}$$

$$V_s = \frac{E_s}{\alpha}\ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right) \qquad \text{III.20}$$

Pentru calculul tensiunii de aprindere $V_s$, ar trebui să cunoaştem coeficienţii $\alpha$ şi $\gamma$ care depind de câmpul electric $E$, presiunea $P$ şi distanţa anod-catod $d$.

Astfel, dacă ţinem seama că $\gamma$ depinde de energia cinetică a ionului pozitiv care bombardează catodul, energie pe care o câştigă acesta între două ciocniri şi care este funcţie de câmpul redus $E/P$, putem scrie

$$\gamma = f_1(E/P). \qquad \text{III.21}$$

În ce priveşte coeficientul $\alpha$, *Townsend* propune o relaţie semiempirică de forma

$$\alpha = \frac{const.}{d}\exp\left(-\frac{V_{ionizare}}{Ed}\right) \qquad \text{III.22}$$

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITARĂ

unde $d$ este drumul liber mediu al electronilor împrăştiaţi de neutri, $V_{ionizare}$ potenţialul de ionizare al gazului, iar $eEd$ energia pe care o câştigă electronul de la câmpul electric. Dacă se presupune că $d$ este invers proporţional cu presiunea gazului, relaţia III.22 devine

$$\frac{\alpha}{P} = A\exp\left(-\frac{BP}{E}\right), \qquad \text{III.23}$$

cu $A$ şi $B$ constante care se pot determina experimental şi se menţin aproximativ constante pentru un gaz dat şi într-un anumit domeniu de valori ale câmpului redus, $E/P$. Deducerea riguroasă a relaţiei III.23 implică cunoaşterea funcţiei de distribuţie a electronilor precum şi a secţiunii eficace de ionizare, aşa că se presupune următoarea formă generală,

$$\frac{\alpha}{P} = f_2(E/P) \qquad \text{III.24}$$

numită *curbă Townsend*. În final, dacă se consideră electrozii plani şi notăm $E = V_s/d$, din relaţiile III.15, III.21 şi III.24 obţinem

$$f_1(E/P)\left[\exp\cdot Pd\cdot f_2(E/P) - 1\right] = 1 \qquad \text{III.25}$$

sau

$$f_1\left(\frac{V_s}{Pd}\right)\left[\exp\cdot Pd\cdot f_2\left(\frac{V_s}{Pd}\right) - 1\right] = 1 \qquad \text{III.26}$$

Din relaţia III.26 se observă că potenţialul de aprindere ($V_s$) nu se schimbă, dacă produsul $Pd$ (distanţa redusă) rămâne constant, adică

$$V_s = f(Pd) \qquad \text{III.27}$$

rezultat care se numeşte *legea lui Paschen (1889)*, dedusă experimental înainte de primele teorii referitoare la aprinderea descărcării.

Curbele III.27 se numesc *curbe Paschen*, s-au dedus prin neglijarea efectelor de sarcină spaţială dintre electrozi şi sunt valabile pentru aceeaşi combinaţie gaz-electrozi (**Fig. III.3**). Analiza *curbelor Paschen* obţinute experimental conduce la următoarele **observaţii**:

- există o tensiune minimă de aprindere a unei descărcări care depinde de natura gazului, de produsul $Pd$ şi de materialul catodului,

BCU / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- aceste curbe împart suprafața diagramei ($V_s$ , $Pd$) în 2 regiuni; deasupra *curbei Paschen* este posibilă descărcarea autonomă, iar dedesubtul acesteia este imposibilă,
- la presiuni foarte mari şi foarte mici gazul este un bun izolator, aprinderea descărcării necesitând tensiuni de străpungere foarte mari.

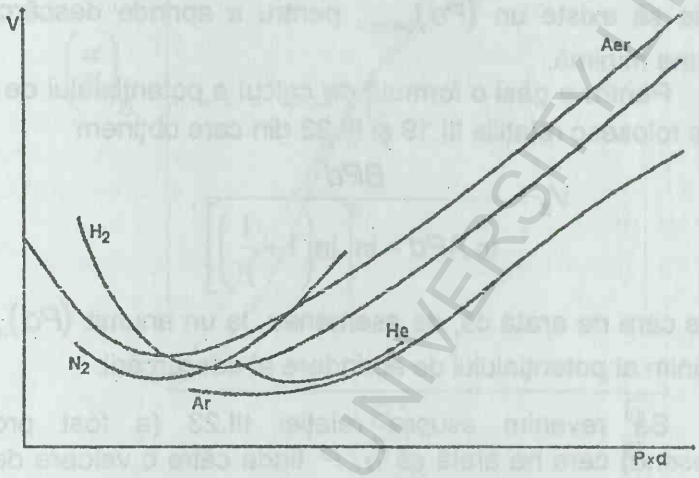



**Fig. III.3.** *Curbe Paschen pentru diferite gaze şi catod din fier*

Să explicăm aspectul *curbelor Paschen*. Astfel, să presupunem că $P = constantă$ :

- dacă $d$ se micşorează, câmpul $E$ creşte, deci coeficientul de ionizare $\alpha$ *creşte*, iar
- dacă $d$ se micşorează, spațiul pe care se dezvoltă avalanşele se micşorează, numărul total de ioni care cad pe catod deci şi numărul de electroni ce părăsesc catodul datorită proceselor $\gamma$ scade, aşadar coeficientul de ionizare $\alpha$ se *micşorează*.

Din raționamentul de mai sus rezultă că la micşorarea lui $d$ apar două efecte, respectiv unul care măreşte valoarea lui $\alpha$, iar celălalt care-l micşorează; din competiția celor două efecte rezultă că trebuie să existe un anumit $(Pd)_{optim}$ pentru ca tensiunea de aprindere $V_s$ să aibă valoarea minimă. Se consideră că o tensiune de aprindere minimă corespunde la un coeficient de ionizare ($\alpha$) maxim al gazului. Să presupunem că $d = constantă$:

BIBLIOTECA CENTRALĂ UNIVERSITARĂ IBRĂILA

- dacă $P$ se micşorează, atunci drumul liber mediu creşte, deci energia câştigată de electroni în decursul unui drum liber este mai mare, ca urmare probabilitatea de ionizare $\alpha$ *creşte*, iar
- dacă $P$ se micşorează, numărul de ciocniri electron-neutri scade, ceea ce înseamnă că $\alpha$ *se micşorează*.

Şi în acest caz, adică la micşorarea presiunii, apar două efecte contradictorii în ce priveşte constanta $\alpha$, concluzia fiind aceeaşi: trebuie să existe un $(Pd)_{optim}$, pentru a aprinde descărcarea la o tensiune minimă.

Pentru a găsi o formulă de calcul a potenţialului de aprindere $V_s$ se folosesc relaţiile III.19 şi III.23 din care obţinem

$$V_s = \frac{BPd}{\ln APd - \ln\left[\ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)\right]}, \qquad \text{III.28}$$

relaţie care ne arată că, de asemenea, la un anumit $(Pd)_{optim}$ există un minim al potenţialului de aprindere al descărcării.

Să revenim asupra relaţiei III.23 (a fost propusă de *Townsend*) care ne arată că $\alpha/P$ tinde către o valoare de saturaţie $A$, pentru valori mari ale lui $E/P$, ceea ce nu se confirmă experimental. În general aspectul curbei este de forma prezentată în **Fig. III.4 ,** iar alte forme de variaţie ale lui $\alpha/P$ în funcţie de $E/P$ au fost propuse de *Compton, Druyvesteyn* şi *Moralev*.

Pornind de la condiţia ca valoarea minimă potenţialului de aprindere să corespundă unei valori maxime a lui $\alpha$, dacă facem tangenta la curba (relaţia III.23) care trece prin originea sistemului de coordonate, adică

$$\frac{\partial(\alpha/P)}{\partial(E/P)} = \frac{(\alpha/P)_S}{(E/P)_S} \qquad \text{III.29}$$

obţinem punctul $S$ (se numeşte *punctul Stoletov*) şi valoarea $(E/P)_S$ (se numeşte *constanta Stoletov*) care ne dau condiţiile de câmp şi presiune pentru a avea $\alpha$ maxim ( **Fig. III.4.).**

Dacă se consideră efectele sarcinilor electrice în spaţiul dintre electrozi, deci existenţa unui câmp electric neuniform, coeficientul $\alpha$ se modifică în funcţie de câmp, deci este o funcţie de distanţa $x$ catod-anod, iar relaţia III. 19 devine

$$\int_0^d \alpha(x)dx = \ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right) \qquad \text{III.30}$$

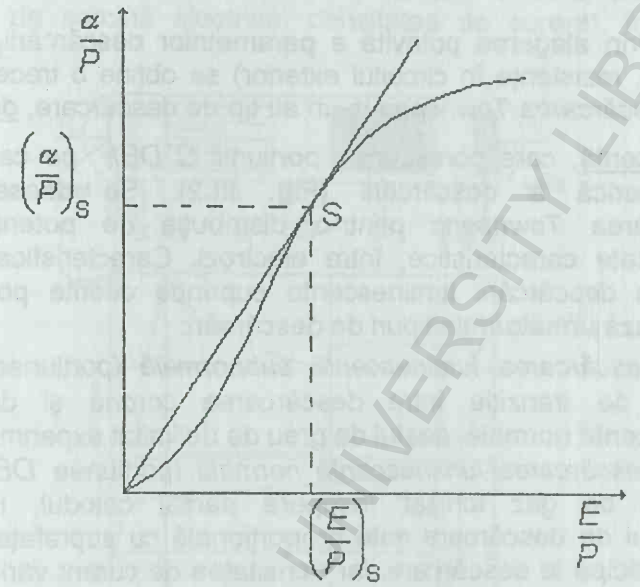



**Fig. III.4.** *Curba Townsend, pentru determinarea constantei Stoletov*

Pentru a determina $\alpha(x)$ trebuie să ştim cum variază câmpul electric între electrozi. Astfel, *Cobine* (*1958*) propune pentru câmpul electric o variaţie liniară de forma

$$E \cong E_0\left(1-\frac{x}{d}\right), \qquad \text{III.31}$$

unde $x = 0$ corespunde poziţiei catodului; astfel, relaţia III.23 devine

$$\frac{\alpha}{P} = A\exp\left[-\frac{BP}{E_0\left(1-\frac{x}{d}\right)}\right], \qquad \text{III.32}$$

iar relaţia $V_s = f(Pd)$ se complică foarte mult, ceea ce înseamnă că, în câmpuri neuniforme există abateri importante de la *legea* lui *Paschen*.

BU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

## III.4. Descărcarea luminescentă

### III.4.1. Caracterizarea descărcării

Prin alegerea potrivită a parametrilor descărcării (presiune, tensiune, rezistențe în circuitul exterior) se obține o trecere treptată de la *descărcarea Townsend* la un alt tip de descărcare, descărcarea luminescentă, care corespunde porțiunii *C'DEF* pe caracteristica volt-amperică a descărcării (**Fig. III.2**). Se deosebește de descărcarea *Townsend* printr-o distribuție de potențial și de luminozitate caracteristice, între electrozi. Caracteristica tensiune-curent a descărcării luminescente cuprinde diferite porțiuni care delimitează următoarele tipuri de descărcări:

- *descărcarea luminescentă subnormală* (porțiunea *C'D*), o regiune de tranziție între descărcarea corona și descărcarea luminescentă normală, destul de greu de delimitat experimental;
- *descărcarea luminescentă normală* (porțiunea *DE*), în care "coloana de gaz ionizat" acoperă parțial catodul, intensitatea curentului de descărcare este proporțională cu suprafața din catod care participă la descărcare, iar densitatea de curent variază într-un domeniu larg, fără ca tensiunea între electrozi să se modifice; descărcarea tinde să aibă o caracteristică volt-amperică negativă care poate fi stabilizată prin rezistențe exterioare;
- *descărcarea luminescentă anormală* (porțiunea *EF*), în care descărcarea acoperă toată suprafața catodului și orice creștere a tensiunii între electrozi este însoțită de o creștere a curentului.

Aceste trei tipuri de descărcări sunt cunoscute cu denumirea de descărcare luminescentă, deși în realitate descărcarea corona și descărcările în arc sunt, de asemenea, descărcări luminescente.

În cele ce urmează prezentăm câteva caracteristici generale ale descărcării luminescente:

- se obține, în mod obișnuit, în domeniul de presiuni 1-$10^3$ *Pa* și curenți $10^{-5}$–$10^{-3}$*A* (descărcarea normală), atât în c.c. cât și în c.a.,
- conține regiuni cu proprietăți electrice și luminozitate diferite care apar și se dezvoltă în diferite părți ale descărcării,
- există o distribuție caracteristică a sarcinilor electrice spațiale între cei doi electrozi, ceea ce înseamnă existența unui câmp electric neuniform între electrozi,

❖ există o cădere de potențial de câteva sute de volți, între catod și lumina negativă.

În **Fig. III.5** se prezintă regiunile descărcării luminescente (ne vom referi la descărcarea luminescentă normală) precum și variațiile unor mărimi (intensitatea luminoasă, câmpul electric, potențialul, densitatea de sarcină electrică, densitatea de curent), în spațiul catod-anod.

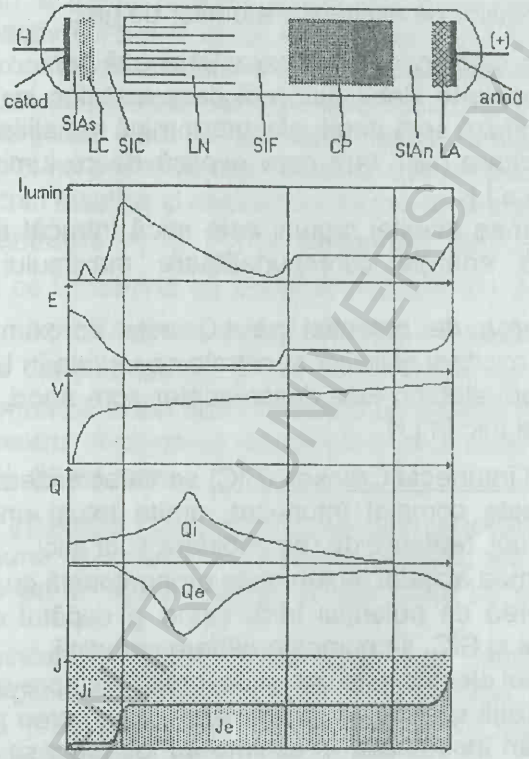



**Fig. III.5.** *Regiunile descărcării luminescente (după Brown-1959)*

În cele ce urmează prezentăm câteva caracteristici privind regiunile descărcării luminescente.

Spațiul întunecat Aston (SÎAs) se caracterizează prin:

- este complet întunecat întrucât electronii care părăsesc catodul nu au suficientă energie să excite atomii și moleculele de gaz,
- este un spațiu foarte îngust a cărui lungime este proporțională cu $1/P$,

BCU "I.S." CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- electronii au energii (viteze) foarte mici, insuficiente pentru a excita atomii şi moleculele de gaz, iar ionii au suficientă energie pentru a scoate electroni din catod prin procese $\gamma$,

- în această regiune există un strat de sarcină spaţială pozitivă ($n_i \rangle\rangle n_e$) care se formează datorită mobilităţilor diferite $\mu_e \neq \mu_i$ şi care accelerează electronii emişi de catod până la energii de ordinul energiilor de excitare a atomilor de gaz.

Lumina catodică (LC) se caracterizează prin:

- luminozitate slabă datorată dezexcitărilor, cu margine netă spre catod şi difuză spre anod; aici predomină radiaţiile care necesită energii de excitare mici, fapt care explică de ce luminozitatea este diferită de cea a LN,

- lungimea acestei regiuni este mică întrucât electronii pierd foarte repede energia corespunzătoare maximului energiei de excitare,

- căderea de potenţial pe LC este aproximativ egală cu potenţialul de excitare al liniilor spectrale observate în LC,

- câmpul electric este descrescător spre anod, devenind mic în SÎC şi foarte mic în LN.

Spaţiul întunecat Crookes (SÎC) se caracterizează prin:

- nu este complet întunecat, emite totuşi unele radiaţii în vizibil, UV, X moi, radiaţiile de recombinare sunt mici,

- lungimea acestei regiuni este proporţională cu $1/P$,

- căderea de potenţial între catod şi capătul catodic al LN, deci se include şi SÎC, se numeşte *cădere catodică*,

- câmpul electric este mic şi descrescător spre anod,

- electronii sunt puternic accelerați, devin prea rapizi pentru a produce excitări însemnate, în schimb au loc procese de ionizare şi multiplicarea în avalanşă a ionizărilor prin ciocniri electronice,

- $n_i \rangle n_e$, deci predomină ionii pozitivi care sunt accelerați în drumul lor spre catod, unde viteza lor este maximă.

Lumina negativă (LN) se caracterizează prin:

- luminozitatea este puternică, caracteristică fiecărui gaz (cu un spectru de arc şi spectru de scânteie), cu margine netă spre catod şi cu un maxim spre mijlocul LN; radiaţiile emise sunt datorate în primul rând proceselor de recombinare electroni-ioni,

- lungimea regiunii este comparabilă cu a SÎC şi creşte cu micşorarea presiunii,

- la micşorarea presiunii se observă că LN se îndepărtează de catod, iar SÎC se măreşte, la creşterea presiunii, efectele sunt inverse,

- câmpul electric este foarte mic, fapt care explică existenţa radiaţiilor de recombinare, probabilitatea de recombinare fiind mare la câmpuri mici,

- la intrarea în LN electronii îşi pierd proprietăţile de fascicul monocinetic; în această regiune există cel puţin două grupe de electroni, respectiv electronii rapizi şi electronii lenţi care au pierdut energie prin procese de ionizare a gazului; unii electroni lenţi se pot întoarce şi difuza spre catod, dar sunt opriţi de câmpul electric, ceea ce explică marginea netă a LN spre catod; viteza maximă a electronilor rapizi nu poate depăşi valoarea căderii catodice şi ea se disipă prin ciocniri elastice şi neelastice înainte de a ajunge în CP,

- concentraţiile $n_i$ şi $n_e$ (a electronilor lenţi) sunt mari, iar $n_i \approx n_e$, ceea ce înseamnă că această porţiune din descărcare are *caracteristicile unei plasme*, în sensul definiţiei cunoscute,

- înspre capătul catodic al LN concentraţia $n_i$ este maximă, ceea ce înseamnă că acest spaţiu poate fi considerat ca o "sursă de ioni pozitivi" pentru întreţinerea descărcării, deşi curentul total este dat, în principal, de electroni.

Spaţiul întunecat Faraday (SÎF) se caracterizează prin:

- o regiune de tranziţie între părţile catodice ale descărcării şi CP, se întinde pe un spaţiu îngust, iar lungimea sa creşte cu raza tubului,

- luminozitate foarte slabă deoarece electronii nu au suficientă energie să provoace excitări prin ciocniri; dacă în SÎC viteza lor este prea mare, aici viteza electronilor este prea mică pentru a provoca excitări,

- câmpul electric este slab, uşor crescător spre anod, totuşi suficient pentru ca electronii, după ce au pierdut toată energia, să fie din nou accelerați pe distanţe de ordinul drumului liber mediu,

- $n_i < n_e$, explicabil întrucât ionizările sunt neglijabile; electronii vin din LN unde au pierdut energie prin dezexcitări, iar ionii vin din CP unde predomină mişcarea de agitaţie termică a acestora.

Coloana pozitivă (CP) se caracterizează prin:

- este mai degrabă o regiune de legătură între părţile catodice şi anodice ale descărcării, decât o regiune caracteristică a descărcării,

- are o luminozitate caracteristică pentru fiecare gaz, se datorează în primul rând dezexcitărilor, prin urmare este diferită de luminozitatea părților catodice ale descărcării unde predomină procesele de recombinare; și din punct de vedere spectral se deosebește de LN, în sensul că aici avem numai un spectru de arc; în anumite condiții experimentale fenomenele luminoase sunt discontinue, cu striații fixe sau mobile, viteza acestora fiind uneori atât de mare încât CP pare omogenă,

- lungimea coloanei depinde de distanța dintre electrozi și de presiunea gazului; la $P$ = constantă, lungimea CP este proporțională cu distanța anod-catod, iar la o distanță anod-catod fixă, lungimea CP crește cu creșterea presiunii; pentru unele aplicații CP trebuie să fie cât mai lungă (de ex., la tuburi de iluminat), deși apare riscul de a nu se aprinde descărcarea, pentru o tensiune dată,

- capătul catodic al coloanei pozitive nu este la fel de bine delimitat ca cel al LN întrucât electronii și-au pierdut proprietățile de fascicul monoenergetic, deplasarea lor datorându-se aici în primul rând difuziei; viteza de agitație termică a electronilor este mai mare decât viteza lor de drift,

- câmpul electric este relativ slab și constant, dar suficient pentru ca electronii să producă ionizări prin ciocniri, care să echilibreze pierderile de purtători la pereți,

- de-a lungul CP există o cădere de potențial constantă, proporțională cu presiunea; căderea de potențial corespunzătoare unității de lungime (*1cm*) a CP se numește *gradientul coloanei*,

- orice punct din CP este la un potențial mai pozitiv decât potențialul pereților care se încarcă negativ deoarece electronii difuzează spre pereți mai rapid decât ionii; mai mult, potențialul pozitiv al CP trebuie să fie mai mic decât potențialul anodului, altfel circuitul nu s-ar închide,

- concentrațiile electronilor și ionilor sunt aproximativ egale ($n_i \approx n_e$), dar nu depășesc câteva procente din concentrația neutrilor ($n_n$), cu excepția descărcărilor la curenți foarte mari; CP omogenă și staționară constituie cea mai bună aproximație de plasmă pentru descărcările electrice în gaze (se numește *plasma coloanei pozitive*),

- în vecinătatea pereților există o pierdere continuă de electroni și ioni cu atât mai mare cu cât raza tubului este mai mică; datorită acestui fapt, concentrațiile $n_i$ și $n_e$ sunt mai mici la pereți decât pe axul tubului,

- densitatea curentului de descarcare are în principal o componentă electronică $J_e >> J_i$, explicabil, având în vedere că $T_i << T_e$,

- dinamica proceselor elementare (adică procesele de generare de perechi electroni-ioni prin ciocniri şi procesele de recombinare în volum şi la pereţi) este puternic influenţată de presiunea gazului, de efectele radiale, este independentă de natura electrozilor şi se poate analiza pe unitatea de lungime a coloanei, în timp ce regiunile catodice se discută în întregimea lor.

Spaţiul întunecat anodic (SÎAn) se caracterizează prin:
- se întinde pe un spaţiu îngust între CP şi LA,
- existenţa unor sarcini spaţiale negative,
- electronii sunt accelerați spre anod provocând excitări şi ionizări ale gazului, dar şi a moleculelor adsorbite pe suprafaţa anodului,
- apare o frânare a ionilor pozitivi în drumul lor spre CP.

Lumina anodică (LA) se caracterizează prin:
- luminozitate caracteristică, uneori cu forme originale care depind de starea şi geometria anodului; este datorată nu numai proceselor de volum (dezexcitări şi recombinări) dar şi proceselor de la suprafaţă, respectiv dezexcitarea moleculelor adsorbite pe suprafaţa anodului,
- dacă se micşorează distanţa catod-anod prin apropierea anodului de LN, când anodul se apropie de marginea LN, LA dispare datorită electronilor rapizi care cad pe anod şi distrug stratul de molecule adsorbite pe anod,
- $n_e \rangle\rangle n_i$, ceea ce înseamnă că în faţa anodului se formează o sarcină spaţială negativă care nu este compensată, explicabil întrucât la anod nu avem procese de emisie,
- există o diferenţă de potenţial (5-20 volţi) între anod şi capătul anodic al CP, se numeşte *cădere anodică* şi este mult mai mică decât căderea catodică la descărcările cu electrozi reci.

În **Fig. III.6** se prezintă distribuţia de potenţial în descărcarea luminescentă, între catod şi anod.

Aşa cum s-a arătat, regiunile catodice ale descărcării, respectiv spaţiul catod până la marginea catodică a LN, asigură mecanismele care amorsează şi întreţin descărcarea, fapt pentru care aceste regiuni reprezintă partea esenţială a descărcării.

Căderea catodică reprezintă diferența de potențial între catod și marginea catodică a LN necesară unui electron care, părăsind catodul, să formeze prin diferite procese elementare la catod sau în volumul descărcării, un alt electron necesar întreținerii descărcării, conform condiției de aprindere a descărcării (condiția de staționaritate)

$$1 = \gamma\left(e^{\alpha d} - 1\right)$$

unde $\alpha$ și $\gamma$ au semnificația discutată la descărcarea *Townsend,* iar $d$ este distanța catod-anod corespunzătoare aprinderii descărcării.

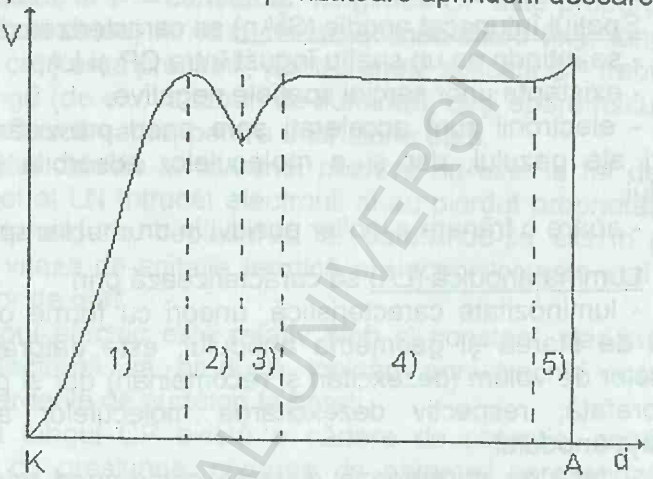



**Fig. III.6.** *Distribuția de potențial în spațiul catod-anod al descărcării luminescente:*
1) – *regiunea căderii catodice,* 2) – *LN,* 3) – *SÎF,* 4) - *CP,* 5) – *regiunea căderii anodice.*

Căderea catodică se datorează sarcinilor spațiale pozitive care se acumulează în fața catodului și are valori de sute de volți; determină o ionizare puternică a gazului prin ciocniri electronice și accelerează ionii spre catod provocând emisia de electroni prin procese $\gamma$.

În cazul descărcării luminescente normale se numește *cădere catodică normală* și nu depinde de intensitatea curentului de descărcare, iar pentru un gaz dat și materialul catodic cunoscut, avem $Pd = constant$,

unde $P$ este presiunea gazului și $d$ distanța pe care se întind regiunile catodice ale descărcării.

În cazul descărcării luminescente anormale se numește *cădere catodică anormală* și depinde de intensitatea curentului de descărcare.

Căderea catodică se poate compara cu potențialul de aprindere al unei descărcări autonome, deşi este totdeauna mai mică decât acesta. Valoarea căderii catodice depinde de presiunea şi puritatea gazului, de natura şi starea suprafeței catodului, inclusiv de gazele adsorbite pe suprafață, dar nu depinde de distanța anod-catod. Orice proces care măreşte emisia de electroni din catod (de ex., micşorarea lucrului de extracție prin iradiere sau încălzire, etc.) micşorează valoarea căderii catodice. Temperatura catodului nu influențează valoarea căderii catodice normale atâta timp cât nu apar alte cauze care provoacă emisia suplimentară de electroni.

În ipoteza unei ionizări uniforme în volum şi a formării unor structuri de sarcină spațială pozitivă, pentru densitatea de curent este valabilă *legea Child-Langmuir* sau *legea "$V^{3/2}$"*.

Căderea anodică reprezintă diferența de potențial între capătul anodic al CP şi anod, iar ca valoare este, în general, de ordinul potențialului de ionizare al gazului. Depinde de starea suprafeței anodului şi, prin analogie cu procesele de la catod, se definesc *căderea anodică normală* şi *căderea anodică anormală* (care apare când numai anumite porțiuni din suprafața anodului sunt acoperite cu LA sau în gaze electronegative). Regiunile anodice nu sunt esențiale pentru întreținerea descărcării, deci în unele experimente pot lipsi, fără ca descărcarea să se stingă.

Catodul joacă un rol important în amorsarea şi menținerea descărcării întrucât procesele care au loc aici (emisie de electroni şi captare de ioni), precum şi procesele care au loc în volumul descărcării din vecinătatea catodului, sunt esențiale. Mai mult, la catod are loc pulverizarea catodică, fenomen care constă în scoaterea de atomi şi molecule din materialul catodului în urma bombardamentului cu ioni pozitivi; este un fenomen care influențează în special descărcarea luminescentă anormală şi este cu atât mai puternic cu cât căderea catodică (anormală) este mai mare.

Anodul joacă un rol pasiv în descărcare, acesta fiind un simplu colector de electroni; procesele care au loc la anod sunt mai puțin importante în mecanismul descărcării, iar potențialul acestuia este mai pozitiv față de potențialul coloanei pozitive. Stratul de sarcină spațială negativă care se formează în fața anodului se datorează faptului că anodul nu emite ioni pozitivi, iar energia electronilor în vecinătatea anodului este mai mare decât în coloana pozitivă unde aceştia au o componentă termică care depăşeşte componenta de drift.

### III.4.2 Teoria de difuzie a coloanei pozitive (CP)

Fiecare din regiunile descărcării poate fi abordată teoretic, dar pentru aceasta trebuie să ținem seama de parametrii macroscopici "globali" ai descărcării (presiunea gazului, intensitatea curentului de descărcare, etc.), de parametrii specifici fiecărei regiuni (luminozitatea, distribuția de câmp şi potențial, densitatea de sarcină, etc.), dar şi de procesele elementare din volum sau de la suprafață. Astfel, dacă ne referim numai la unul din parametri, respectiv la presiunea gazului, aceasta ne obligă la o abordare diferențiată a regiunilor descărcării, după cum urmează:

- o abordare teoretică la presiuni foarte joase, adică pentru $d_m \rangle\rangle R$,
- o abordare la presiuni joase cu $d_m \leq R$,
- o abordare la presiuni medii şi ridicate, cu $d_m \langle\langle R$,

unde $d_m$ este drumul liber mediu (pentru electroni sau ioni) şi $R$ raza tubului de descărcare.

În general, aceste abordări teoretice au ca scop calculul unor *parametri ai descărcării* precum $j_e$, $j_i$, $n_e$, $n_i$, $T_e$, distribuția de potențial sau de câmp axial, precum şi variația acestor mărimi pe direcție radială. În cele ce urmează ne-am oprit la *teoria coloanei pozitive (CP)*, regiunea fiind poate cel mai bun exemplu de gaz ionizat având proprietățile unei *plasme neizoterme*.

O teorie a CP la presiuni foarte joase ($d_m \rangle\rangle R$) a fost propusă de *Tonks* şi *Langmuir (1929)* care, în anumite ipoteze simplificatoare şi folosind ecuația Poisson, obțin o ecuație integro-diferențială pentru potențialul electric în coloană.

În domeniul presiunilor joase ($d_m \leq R$) *Schottky (1924)* propune o teorie de difuzie a CP, considerând că mişcarea purtătorilor de sarcină este dominată de ciocniri şi are o componentă de difuzie importantă.

Se fac presupunerile:

- CP este omogenă, cu simetrie în jurul axei tubului de descărcare (**Fig. iii.7**), în condiții staționare,
- câmpul electric are o componentă axială $E_x$ şi o componentă radială $E_r$, care se consideră zero pe axul tubului,

- CP are proprietățile unei plasme neizoterme cu $n_i \approx n_e$ şi $T_i << T_e$,
- distribuția după viteze a electronilor este maxwelliană, mişcarea acestora având o componentă de difuzie şi o componentă de drift după direcție radială,
- nu există recombinări ai purtătorilor de sarcină (electroni-ioni) în volum, iar dispariția acestora are loc numai prin neutralizare la pereți,
- frecvența ionizărilor, respectiv numărul de ioni care se formează în unitatea de volum şi în unitatea de timp, este proporțională cu concentrația de electroni, $n_e$ ($n_i \cong \alpha n_e$), unde $\alpha$ este o constantă pentru gazul dat.

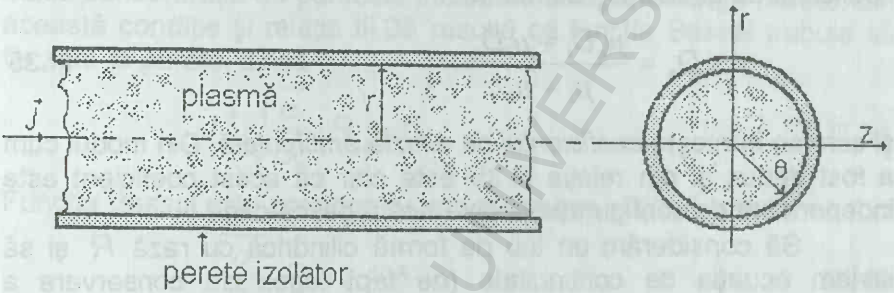



Fig. III.7

Aşa cum s-a mai spus, peretele izolator care limitează plasma se încarcă cu sarcini negative (întrucât $\mu_e \rangle\rangle \mu_i$), fapt care determină apariția unui câmp electric lângă perete care accelerează ionii spre perete şi frânează electronii. În apropierea peretelui au loc procese de recombinare electroni-ioni, deci o pierdere continuă de purtători ceea ce conduce la apariția unui gradient de concentrație dirijat spre perete. Mişcarea purtătorilor de sarcină în acest gradient de concentrație se numeşte *difuzie ambipolară* şi este un proces caracteristic într-o plasmă limitată de pereți.

Să scriem densitățile curenților electronici şi ionici radiali, având o componentă de difuzie datorită gradientului de concentrație şi una de drift datorată câmpului electric radial, adică

$$j_e = -eD_e \frac{dn_e}{dr} - en_e\mu_e E_r \quad \text{şi} \quad j_i = -eD_i \frac{dn_i}{dr} + en_i\mu_i E_r \qquad \text{III.33}$$

BCU IAŞI - CENTRALA UNIVERSITARĂ

unde $D_e$, $\mu_e$ şi $D_i$, $\mu_i$ sunt coeficienţii de difuzie şi mobilităţile pentru electroni, respectiv pentru ioni, iar $r$ coordonata radiala.
S-a presupus că vitezele electronilor şi ionilor depind în acelaşi mod de câmpul radial $E_r$ ($\vec{v} = \mu \vec{E}_r$). Dacă regimul de descărcare este staţionar (densităţile curenţilor electronic şi ionic sunt egale), adică $j_e = j_i = j$ şi condiţia de cvasineutralitate este satisfăcută, adică $n_i \cong n_e = n$, obţinem

$$j = -eD_a \frac{dn}{dr} \qquad \text{III.34}$$

respectiv o ecuaţie de difuzie pentru densitatea de curent, cu un coeficient de difuzie $D_a$ de forma

$$D_a = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_i + \mu_e} \qquad \text{III.35}$$

şi care se numeşte *coeficientul de difuzie ambipolară*. Din modul cum a fost dedus şi din relaţia III.35 este clar că acest coeficient este independent de configuraţia geometrică a descărcării.

Să considerăm un tub de formă cilindrică cu rază $R$ şi să scriem ecuaţia de continuitate (de fapt legea de conservare a numărului de particule) în coordonate cilindrice, adică

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(rj) = \alpha n e \qquad \text{III.36}$$

unde $\alpha n$ reprezintă numărul de ioni produşi în unitatea de volum şi într-o secundă prin ciocniri electronice, $\alpha$ un coeficient de proporţionalitate care depinde de natura gazului, $j$ densitatea curentului de descărcare, iar $e$ sarcina elementară.

Dacă presupunem că mărimile $D_a$ şi $\alpha$ sunt independente de $r$, din relaţiile III.34 şi III.36 obţinem o ecuaţie de tip Bessel pentru concentraţia de electroni şi/sau ioni, în condiţii staţionare,

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dn}{dr} + \frac{\alpha}{D_a} n = 0 \qquad \text{III.37}$$

a cărei soluţie ne dă modul cum variază concentraţia de particule după direcţia perpendiculară pe axul tubului (direcţia radială) şi este de forma

$$n(r) = n_0 J_0\left(r\sqrt{\frac{\alpha}{D_a}}\right) \qquad \text{III.38}$$

unde $n_0$ este concentrația de purtători pe axul tubului ($r = 0$), iar $J_0$ este funcția Bessel de ordin zero și argument $\sqrt{\frac{\alpha}{D_a}} \cdot r$.

Se pun următoarele condiții la limită:

- pe axul tubului ($r = 0$) avem $n(0) = n_0$, de unde rezultă că $J_0(0) = 1$,
- la perete ($r = R$) avem $n(R) = 0$,

adică concentrația de particule încărcate este zero lângă perete; din această condiție și relația III.38 rezultă că funcția Bessel trebuie să fie zero la perete, adică

$$J_0\left(\sqrt{\frac{\alpha}{D_a}} \cdot R\right) = 0 \qquad \text{III.39}$$

Funcția Bessel este zero pentru argumentul $x = 2{,}405$, deci

$$\sqrt{\frac{\alpha}{D_a}} \cdot R = 2{,}405 \qquad \text{III.40}$$

Teoria de difuzie a coloanei pozitive (CP) propusă de *Schottky* permite să calculăm următoarele:

❖ *concentrația de particule* după direcție radială, din relațiile III.38 și III.40,

$$n(r) = n_0 J_0\left(2{,}405\frac{r}{R}\right) \qquad \text{III.41}$$

❖ *distribuția radială de câmp electric*, din relațiile III.33 și dacă se consideră $j_e = j_i = j$ și $n_i \approx n_e = n$,

$$E_r = -\frac{D_e - D_i}{\mu_e + \mu_i} \frac{1}{n}\frac{dn}{dr} \qquad \text{III.42}$$

sau, ținând seama că $\mu_i << \mu_e$ și $D_i << D_e$, precum și de relația lui Einstein-Townsend ($\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{K_B T_e}{e}$), relația III.42 devine

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$E_r = -\frac{K_B T_e}{e}\frac{1}{n}\frac{dn}{dr} \qquad \text{III.43}$$

❖ *distribuția* de tip *Boltzmann* pentru *concentrația de particule* după direcție radială, obținută prin integrarea relației III.43, respectiv

$$n(r) = n_0 \exp\left[-\frac{e(V_0 - V)}{K_B T_e}\right] \qquad \text{III.44}$$

unde $V_0$ este potențialul într-un punct pe axul tubului;

❖ *distribuția radială de potențial* se obține din relațiile III.41 și III.44, de forma

$$V(r) = V_0 + \frac{K_B T_e}{e} \cdot \ln\left[J_0(2{,}405 r/R)\right] \qquad \text{III.45}$$

❖ *curentul ionic radial,* pentru unitatea de lungime a coloanei, din relația III.34,

$$j_i = -2\pi \cdot e \cdot R \cdot D_a \cdot \left(\frac{dn}{dr}\right)_{r=R} \qquad \text{III.46}$$

cu $n(r)$ dat de relația III.41; se observă că, pentru același tub, gaz și presiune, intensitatea curentului ionic la perete nu depinde de intensitatea curentului de descărcare total (axial);

❖ *gradientul longitudinal al coloanei* ($E_x$), care se poate obține printr-un calcul aproximativ; astfel, dacă se presupune că numai o parte din energia furnizată de sursa de putere este consumată pentru întreținerea descărcării (ionizarea gazului), adică

$$f \cdot i_x \cdot d_{C-A} \cdot E_x = \alpha \cdot n \cdot e \cdot V_i \qquad \text{III.47}$$

unde $f$ este un factor de proporționalitate, $d_{C-A}$ distanța catod-anod, $e$ sarcina electronului, $i_x$ intensitatea curentului de descărcare (axial) și $V_i$ potențialul de ionizare al gazului; din relațiile III.40, III.47 și presupunând că $i_x = n \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_i) \cdot E_x$, obținem

$$E_x = \frac{2{,}405}{R}\sqrt{\frac{D_a V_i}{f(\mu_e + \mu_i)}}$$

de unde se observă că, gradientul longitudinal al coloanei ($E_x$) este invers proporțional cu raza tubului, rezultat care ce se verifică parțial, ceea ce este firesc având în vedere presupunerile din teoria lui

Schottky. Dealtfel, cu cât tubul este mai îngust, recombinările sunt mai multe, iar pierderile de purtători numeroase; ca urmare, gradientul longitudinal al coloanei trebuie să crească la micşorarea razei, pentru a suplimenta ionizările în volum.

În teoria de difuzie a CP se fac diferite aproximaţii, astfel că este firesc ca unele rezultate să nu corespundă realităţii (experimentelor). De ex., se consideră că la perete concentraţia de particule este zero ($n(R)=0$), ceea ce nu este corect întrucât, din relaţia III.44, ar rezulta un potenţial electric infinit la perete şi implicit o viteză radială infinită pentru ioni.

Teoria de difuzie a coloanei pozitive poate fi generalizată ţinând seama de următoarele:

- dacă secţiunea CP are o formă oarecare, ecuaţiile III.34 şi III.36 conduc la o ecuaţie de forma

$$D_a \Delta n + \alpha n = 0, \qquad \text{III.48}$$

a cărei soluţie ne dă oscilaţii armonice pentru concentraţia de particule,

- dacă se consideră nu numai procesele de ionizare directă, dar şi procesele de ionizare cumulativă, ecuaţia III.48 devine

$$D_a \Delta n + \alpha n + \beta n^2 = 0, \qquad \text{III.49}$$

unde termenul $\alpha n$ reprezintă o viteză de ionizare directă, $\beta n^2$ un termen ce caracterizează atât viteza de excitare cât şi viteza de ionizare a atomilor excitaţi, iar soluţiile sunt de forma unor funcţii eliptice,

- modelul propus pentru studiul CP poate fi completat ţinând seama şi de prezenţa ionilor negativi, de procesele de pierdere de purtători prin recombinări în volum, de prezenţa unor câmpuri electrice sau magnetice constante sau variabile, dacă CP este stratificată, etc.

În concluzie, teoria de difuzie a coloanei pozitive (teoria lui *Schottky*) reprezintă o aproximaţie pentru plasma coloanei pozitive la astfel de presiuni încât mişcarea purtătorilor de sarcini electrice este dominată de ciocniri şi are la bază fenomenul de difuzie ambipolară. Cu ipoteze simplificatoare se pot obţine distribuţiile radiale pentru mărimi de interes în CP, adică profilul radial de densitate, potenţial, câmp electric, curent, etc.

BCU / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

# III.5. Descărcarea corona

## III.5.1. Caracterizarea descărcării

Descărcările corona sunt descărcări luminescente întreţinute, stabile, de curenţi mici, care se pot aprinde atât la presiunea atmosferică cât şi la presiuni scăzute.

O anumită configuraţie geometrică a electrozilor generează un câmp electric puternic neomogen, cu valori maxime în jurul unuia sau a ambilor electrozi. Acest tip de descărcare nu trebuie confundat cu descărcarea în scânteie, o descărcare tranzitorie de curenţi mari, instabilă. Totuşi, la presiuni mari şi prin creşterea tensiunii până la valoarea tensiunii de aprindere, descărcarea corona poate trece în descărcarea în scânteie.

În **Fig. III.8** se prezintă diferite configuraţii geometrice ale electrozilor în descărcarea corona, respectiv:

a). geometria vârf-vârf
b). geometria vârf-plan
c). geometria fir-cilindru coaxial
d). geometria fire bifilare
e). geometria lamă (cuţit)-cilindru

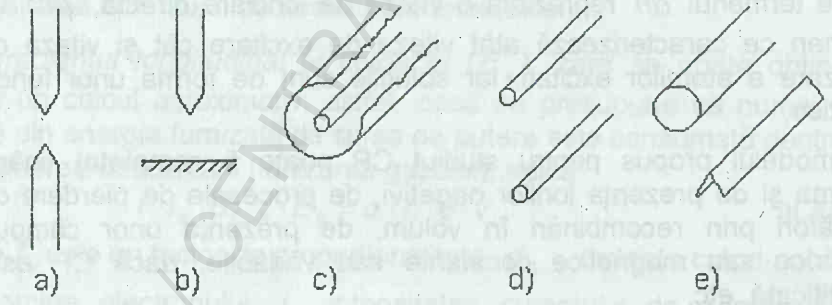



**Fig. III.8.** *Configuraţii geometrice ale electrozilor în descărcarea corona*

Acest tip de descărcare corespunde regiunii CC' pe caracteristica tensiune-curent (**Fig. III.2**) şi se numeşte descărcare corona datorită unei luminozităţi caracteristice care apare în jurul electrodului cu rază de curbură mică (unde câmpul electric este ridicat).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În jurul electrodului cu rază de curbură mică, deci acolo unde este concentrat câmpul electric de valoare mare, se formează *stratul corona*, o regiune unde au loc procesele de excitare şi ionizare ale gazului ce asigură întreţinerea descărcării. În unele configuraţii există posibilitatea ca ambii electrozi să aibă raza de curbură mică, deci să existe câmpuri electrice puternice în jurul acestora.

Electrodul cu rază de curbură mică, adică în jurul căruia se formează stratul corona, se numeşte *electrod activ*, celălalt se numeşte *electrod pasiv*, iar polaritatea electrodului activ determină tipul descărcării precum şi al curentului de conducţie în descărcarea corona. Astfel,

- dacă *electrodul activ* se află la un *potenţial pozitiv*, *stratul corona* (sau regiunea corona) este *pozitiv*, iar *curentul de conducţie* este *unipolar pozitiv*,
- dacă *electrodul activ* se află la un *potenţial negativ*, *stratul corona* este *negativ* şi *curentul de conducţie* este *unipolar negativ*,
- dacă *ambii electrozi* sunt *activi*, *stratul corona* se formează în jurul ambilor electrozi, iar *curentul de conducţie* este *bipolar*.

Obişnuit, se foloseşte următoarea convenţie de denumire: dacă *electrodul activ* se află la potenţial *pozitiv*, avem descărcare corona pozitivă, dacă *electrodul activ* este *negativ*, avem descărcare corona negativă.

Indiferent de geometria electrozilor, descărcările corona conţin următoarele două regiuni distincte:

- regiunea corona, numită şi regiunea de ionizare, se formează în jurul electrodului activ; se caracterizează prin concentraţii aproximativ egale ai purtătorilor de sarcini pozitive şi negative, ceea ce înseamnă că regiunea poate fi considerată o plasmă în sensul definiţiei cunoscute;
- regiunea de drift, o regiune exterioară coroanei, unde câmpul electric este prea slab pentru ca purtătorii de sarcină să câştige un minim de energie necesar producerii de excitări şi ionizări; aceştia efectuează o mişcare de drift spre electrodul pasiv, iar din punct de vedere electric, regiunea de drift poate fi considerată "un element de circuit" cu rezistenţă electrică mare, legat în serie cu regiunea corona.

Primul studiu teoretic al descărcării corona pozitivă a fost propus de *Trichel (1939)*. În general, un studiu teoretic al descărcării corona în diferite configuraţii geometrice ar trebui să implice o discuţie privind următoarele probleme:

a) mecanismul de aprindere şi întreţinere a descărcării,
b) distribuţia câmpului electric şi a potenţialului între electrozi,

c) curentul electric prin regiunea coroanei.

d) tensiunea de aprindere a descărcării, volumul în care se generează stratul corona, pierderile de putere prin stratul corona, etc.

În cele ce urmează vom discuta mecanismul de aprindere şi întreţinere, în cazul descărcării corona cu geometrie vârf-plan (**Fig. III.9**).

Să presupunem o *descărcare corona pozitivă*, adică electrodul activ (A), cu rază de curbură mică, se află la un potenţial pozitiv, iar electrodul pasiv este suprafaţa plană (K), aflată la un potenţial negativ (**Fig. III.9**). Deşi tensiunea aplicată nu este suficientă să producă o descărcare propriu-zisă (este mai mică decât tensiunea de aprindere), câmpul electric ridicat din jurul electrodului A, pe o distanţă de rază $r_0$, determină formarea unor avalanşe de perechi electron-ion, precum şi de fotoni. De obicei, primii purtători de sarcină apar datorită unor factori de ionizare naturali, ceea ce explică de ce, la început, curentul de descărcare este foarte mic.

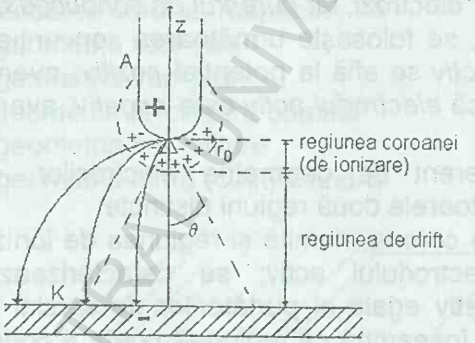



**Fig. III.9.** *Regiunile descărcării corona în geometria vârf-plan*

Pentru o anumită tensiune între electrozi, $U = U_{coroana}$, apare descărcarea corona şi curentul de descărcare creşte; $U_{coroana}$ reprezintă tensiunea de aprindere a descărcării şi depinde de geometria electrozilor, natura şi presiunea gazului.

Pentru o tensiune $U \rangle\rangle U_{coroana}$, descărcarea corona trece într-un alt tip de descărcare, respectiv descărcarea în scânteie sau descărcarea în arc.

Pentru o tensiune $U \langle U_{coroana}$, în jurul electrodului activ se formează o regiune de discontinuitate a coroanei.

Să considerăm situaţia $U = U_{coroana}$, care corespunde stabilirii unui regim staţionar. Prezenţa sarcinilor pozitive şi negative, precum

şi mişcarea dirijată a acestora în regiunea coroanei şi în regiunea de drift, modifică distribuţia câmpului electric între electrozi (evident, comparaţia se face cu starea de "vid" între electrozi).

Aşa cum s-a mai spus, *regiunea coroanei* este caracterizată prin procese de excitare şi ionizare cu formarea de perechi electron-ion, precum şi de fotoni. Având în vedere geometria aleasă (**Fig. III.9**), electronii se vor deplasa spre vârf (A), iar ionii vor părăsi regiunea coroanei, deplasându-se de-a lungul liniilor de câmp electric, spre suprafaţa plană (K).

În *regiunea coroanei* concentraţia electronilor este aproximativ egală cu concentraţia ionilor, deci această regiune poate fi considerată ca având proprietăţile unei plasme. Fotonii ce se formează prin dezexcitări ai atomilor sau ionilor pot determina, în special în volumul coroanei, dar şi prin fotoemisie la catod (proces mai puţin probabil), apariţia unui număr suplimentar de electroni.

În *regiunea exterioară coroanei*, numită *regiune de drift*, câmpul electric este slab, iar purtătorii de sarcină, respectiv ionii, se deplasează fără a produce ciocniri neelastice. Practic, aceşti ioni se mişcă de-a lungul liniilor de câmp electric spre electrodul pasiv, generând un curent unipolar. Având în vedere că aici energia cinetică a ionilor este mică, este puţin probabil că ei vor produce electroni secundari la catod.

Mecanismul aprinderii şi menţinerii descărcării este acelaşi în cazul *descărcării corona negativă*, respectiv cu electrodul activ (de forma unui vârf) negativ şi electrodul pasiv pozitiv (aceeaşi **Fig. III.9**, cu polarităţile electrozilor schimbate); curentul care se stabileşte este de asemenea unipolar, numai că, în acest caz "lumina coroanei" apare la o anumită distanţă de electrodul activ (catod). În acest sens s-ar putea face o analogie cu anumite regiuni ale descărcării luminescente. Astfel, dacă electrodul activ este la un potenţial negativ (catod), în jurul acestuia se formează mai întâi un spaţiu întunecat (analog spaţiului întunecat Crookes de la descărcarea luminescentă), urmat de regiunea coroanei, ce ar corespunde luminii negative. Explicaţia acestei analogii este următoarea: în cazul *descărcării corona pozitivă*, lumina coroanei acoperă electrodul (anodul) aşa cum lumina anodică acoperă suprafaţa anodului la descărcarea luminescentă, deoarece electronii sunt puternic accelerați de câmpul electric local şi reuşesc să producă suficiente excitări şi ionizări. În cazul *descărcării corona negativă*, electronii ce părăsesc electrodul negativ (catodul) nu pot produce excitări şi ionizări imediat ce părăsesc catodul; ei au nevoie de un anumit spaţiu pe care să fie accelerați, pentru a produce excitări şi ionizări;

din acest motiv, lumina coroanei apare la o anumită distanță de catod.

*Mecanismul de aprindere* a descărcării corona, precum şi toate procesele fundamentale de întreținere a descărcării, trebuie discutate având în vedere valorile şi sensul câmpului electric în regiunea coroanei şi în regiunea de drift.

Tensiunea de aprindere a descărcării depinde de natura gazului, dar şi de anumite procese fundamentale cunoscute; de ex., prezența atomilor metastabili poate să micşoreze $U_{corona}$ (prin efect Penning), difuzia acestora provocând, în regiunea de drift, ionizări suplimentare. Bineînțeles, în cazul descărcării corona negativă micşorarea lui $U_{corona}$ este mai evidentă, întrucât electronii ce părăsesc catodul sunt puternic accelerați şi produc suficiente ionizări înainte să pătrundă în regiunea de drift, iar ionii ajung în regiunea corona (datorită sensului lui $\vec{E}$) unde sunt accelerați şi pot produce, deşi mai puțin probabil, ionizări suplimentare.

În ce priveşte *procesele* la *electrodul pasiv*, acestea depind de polaritatea lui; dacă acesta este *pozitiv* sunt importante procesele de emisie fotoelectronică, iar dacă este *negativ* sunt importante procesele de emisie electronică secundară, datorită bombardamentului cu ioni pozitivi.

În drumul spre electrodul pasiv, purtătorii de sarcină (electronii şi ionii) pot să transfere din energia sau/şi impulsul lor către moleculele din volumul de gaz sau către moleculele de pe suprafața electrodului pasiv. Transferul de energie sau/şi impuls este mai evident în cazul descărcării corona pozitivă, ionii pozitivi transferând energie şi impuls gazului. Momentul transferat gazului neutru generează un flux de particule neutre spre electrodul pasiv, aşa numitul *"vânt electric"* (electrical wind), dar şi o încălzire a gazului precum şi a suprafeței; uneori sunt posibile chiar procese fizico-chimice la suprafața electrodului pasiv.

Un calcul aproximativ (în ipoteza unei descărcări corona pozitivă) al transferului de energie către gazul neutru (sau puterea disipată în gazul neutru) arată că, mai mult de 95% din puterea electrică necesară pentru întreținerea descărcării corona se regăseşte în mişcarea (cunoscută sub denumirea de *"vânt electric"*) şi încălzirea gazului neutru, iar numai câteva procente în mişcarea de drift a ionilor spre electrodul pasiv.

În ce priveşte *densitatea curentului corona*, atât în cazul descărcării corona pozitivă cât şi a descărcării corona negativă,

(curent corona unipolar) este cunoscută o relație semiempirică de calcul, numită *legea lui Warburg*

$$j(\theta) = j_0 \cos^5 \theta \qquad \text{III.50}$$

unde $j_0$ este densitatea curentului corona pe direcție normală la suprafața electrodului pasiv, iar $tg\theta = \frac{r}{d}$ (Fig. III.9), cu $d$ dimensiunea liniară a regiunii de drift, iar $r$ raza efectivă de acțiune a ionilor pe electrodul pasiv.

Relația III.50 are o importanță practică întrucât permite să se studieze eficiența descărcării pe suprafața electrodului pasiv, de exemplu, pe o suprafață tratată cu o descărcare corona. Experimental s-a observat că, pentru $\theta > 65^o$ $j(\theta)$ scade practic la zero, ceea ce înseamnă că eficiența descărcării este limitată pe o suprafață definită de unghiul $\theta$ (Fig. III.9).

### III.5.2. Câmpul electric şi potențialul electric într-o descărcare corona

Ne propunem să calculăm distribuția câmpului electric şi a potențialului în regiunea descărcării corona, în următoarea geometrie: un cilindru (fir) de rază $r_1$ situat pe axul unui alt cilindru de rază $r_2$, cu $r_2 \rangle\rangle r_1$ (Fig. III.10). Lungimea ($L$) celor doi cilindri coaxiali este suficient de mare astfel că, în orice punct pe direcție axială, intensitatea câmpului electric şi potențialul sunt constante.

Să presupunem că cilindrul de rază $r_1$ se află la potențialul $V_0$, iar regiunea corona a descărcării este de rază $r_c$. Pentru a găsi $E(r)$ şi $V(r)$ se rezolvă ecuația Poisson în două situații, respectiv la curenți corona mici încât densitatea de sarcini spațiale între electrozi se neglijează ($\rho \approx 0$) şi la curenți corona mari, respectiv cu $\rho \neq 0$.

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

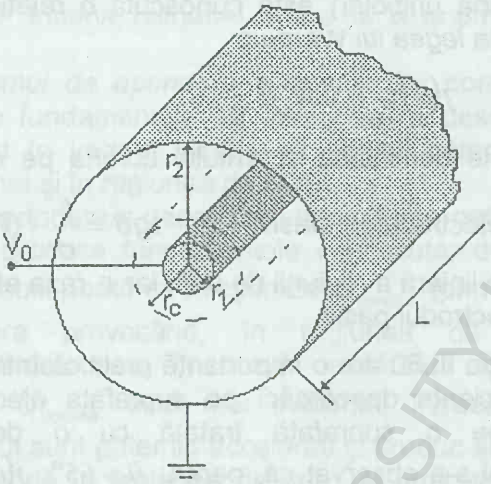



**Fig. III.10.** *Descărcarea corona în geometrie cilindri coaxiali* $(r_2 \rangle\rangle r_1)$.

**a).** Cazul $\rho \approx 0$, ceea ce înseamnă curenți corona foarte mici.

Ecuația Poisson în coordonate cilindrice, corespunzătoare geometriei din **Fig. III.10**, este de forma

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(rE) \cong 0 \qquad \text{III.51}$$

Prin integrarea relației III.51 rezultă că

$$rE(r) = \text{constant.} \qquad \text{III.52}$$

Dacă $E_1$ este câmpul electric în vecinătatea firului de rază $r_1$, $E_c$ la frontiera coroanei (de raza $r_c$) şi $E_2$ în vecinătatea cilindrului exterior (de raza $r_2$), relația III.52 conduce la

$$r_1E_1 = r_cE_c = r_2E_2 = rE(r) \quad \text{sau} \qquad \text{III.53}$$

$$E(r) = \frac{r_1E_1}{r} \qquad \text{III.54}$$

Să notăm cu $V_0$, potențialul electric aplicat pe cilindrul interior (de rază $r_1$).

Pentru a găsi distribuția de potențial în regiunea descărcării corona se integrează relația

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$-\frac{dV}{dr}=\frac{E_1 r_1}{r} \qquad \text{III.55}$$

de unde se obține

$$V(r)=V_0-r_1E_1\ln\frac{r}{r_1} \qquad \text{III.56}$$

În relația III.56 nu se cunoaşte valoarea câmpului electric în vecinătatea cilindrului de rază $r_1$, care se obține din următoarea condiție la limită (**Fig. III.10**): pentru $r=r_2$, $V(r)=0$; cu această condiție, din relația III.56 se obține

$$E_1=\frac{V_0}{r_1}\frac{1}{\ln\frac{r_2}{r_1}} \qquad \text{III.57}$$

*Distribuția intensității câmpului electric* în regiunea descărcării corona se obține din relațiile III.54 şi III.57, respectiv

$$E(r)=\frac{V_0}{\ln\frac{r_2}{r_1}}\cdot\frac{1}{r} \qquad \text{III.58}$$

Relația III.58 ne arată că distribuția intensității câmpului electric între electrozi depinde de tensiunea aplicată pe electrozi precum şi de geometria descărcării, exprimată aici prin $r_1$, $r_2$ şi $r$.

Pentru a găsi *distribuția de potențial* în regiunea descărcării, se folosesc relațiile III.56 şi III.57, din care se obține

$$V(r)=V_0\frac{\ln\frac{r}{r_2}}{\ln\frac{r_1}{r_2}} \qquad \text{III.59}$$

Valoarea *densității curentului corona* se poate obține din următoarea relație

$$j=j_0\exp\int_{r_1}^{r_2}\alpha(r)dr \qquad \text{III.60}$$

unde s-a ținut seama de faptul că primul coeficient de ionizare $\alpha$, depinde de $E(r)$ şi prin urmare de $r$. Din relațiile III.23, III.58, III.59 şi III.60, obținem

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\ln j_c / j_{c0} = \frac{AV_0}{B \ln r_2 / r_1}\left[\exp\left(-\frac{PB}{V_0} r_1 \ln r_2 / r_1\right) - \exp\left(-\frac{PB}{V_0} r_2 \ln r_2 / r_1\right)\right]$$

Dacă se presupune că $r_2 \rangle\rangle r_1$, din relația de mai sus se obține

$$\ln j_c / j_{c0} = -\frac{AV_0}{B \ln r_2 / r_1} \exp\left(-\frac{PB}{V_0} r_2 \ln r_2 / r_1\right) \qquad \text{III.61}$$

adică o relație care ne dă influența tensiunii aplicată pe electrozi, a presiunii gazului şi a geometriei descărcării, asupra *densității curentului corona*.

**b).** Cazul $\rho \neq 0$, adică curenți corona mari, încât distribuția de sarcini electrice între electrozi nu mai poate fi neglijată. Raționamentul este acelaşi, indiferent dacă curentul este transportat de ioni pozitivi sau negativi.

Dacă $L$ este lungimea conductorilor cilindrici şi $I_c$ este intensitatea curentului corona, *distribuția radială a densității* de *sarcină* (este o distribuție radială având în vedere geometria considerată) este de forma

$$\rho(r) = \frac{I_c}{2\pi L \mu_i E} \cdot \frac{1}{r} \qquad \text{III.62}$$

Şi în acest caz ne propunem să găsim $V(r)$ şi $E(r)$; în acest scop se scrie ecuația Poisson în coordonate cilindrice, respectiv

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(rE) = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} = -\frac{I_c}{2\pi\varepsilon_0 L \mu_i E} \cdot \frac{1}{r} \qquad \text{III.63}$$

Se presupune că mobilitatea ionilor ($\mu_i$) este constantă, deşi în realitate $\mu_i = f(E)$ şi că sistemul celor doi electrozi coaxiali se află în "vid". Integrarea ecuației III.63 conduce la obținerea mărimilor $E(r)$ şi $V(r)$.

Evident, pentru a obține rapid unele formule mai simple, se pot face presupuneri simplificatoare. Astfel, dacă se presupune valabilitatea relației III.53, adică

$$rE = \text{constant},$$

BCU CLUJ / UNIVERSITY LIBRARY

ceea ce exprimă faptul că prezența sarcinilor spațiale în spațiul de descărcare nu afectează distribuția câmpului electric $E(r)$, prin integrarea relației III.63, obținem

$$E(r) = -\frac{dV}{dr} = \frac{1}{r}\sqrt{r_1^2 E_1^2 + \frac{I_c r_1^2}{2\pi\varepsilon_0 L\mu_i} - \frac{I_c r^2}{2\pi\varepsilon_0 L\mu_i}} \qquad \text{III.64}$$

Relația III.64, deși reprezintă o formă simplificată, permite să determinăm $V(r)$.

În cele ce urmează, pentru ușurința calculului, se fac notațiile:

$$r_1^2 E_1^2 + \frac{I_c r_1^2}{2\pi\varepsilon_0 L\mu_i} = a \quad \text{și} \quad \frac{I_c}{2\pi\varepsilon_0 L\mu_i} = b \qquad \text{III.65}$$

Cu notațiile III.65, relația III.64 devine

$$-\frac{dV}{dr} = \frac{1}{r}\sqrt{a - br^2} \qquad \text{III.66}$$

Dacă ținem seama că avem curenți corona foarte mici, adică

$$\frac{I_c}{2\pi\varepsilon_0 L\mu_i} << E_1^2, \qquad \text{III.67}$$

după calcule simplificatoare (de ex., radicalul se dezvoltă în serie) și integrare, obținem expresiile pentru *distribuția intensității câmpului electric și a potențialului* în spațiul dintre electrozi de forma

$$E(r) \cong \frac{V_0}{r \ln r_2 / r_1}\left[1 - \frac{br^2}{2a}\right] \qquad \text{III.68}$$

$$V(r) = V_o\left[\frac{b\left(r^2 - r_2^2\right)/2a + \ln r_2 / r}{b\left(r_1^2 - r_2^2\right)/2a + \ln r_2 / r_1}\right] \qquad \text{III.69}$$

cu $a$ și $b$ dați de relațiile III.65.

În concluzie, atât la curenți foarte mici cât și la curenți mari, distribuția de câmp electric și de potențial în spațiul dintre electrozi depinde de tensiunea aplicată pe electrozi, de geometria electrozilor și a descărcării, de natura și presiunea gazului.

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Descărcarea corona se deosebește de celelalte forme de descărcare autonomă prin faptul că intensitatea curentului nu este condiționată de rezistențele din circuitul exterior ci de conductibilitatea electrică limitată a regiunii descărcării. Descărcarea apare numai dacă raportul între distanța dintre electrozi şi raza de curbură a suprafeței electrodului în jurul căruia se produce coroana este mai mare decât o anumită valoare (*Kapțov-1946*). Când raportul este mai mic decât cel necesar, apare nemijlocit descărcarea în scânteie sau, în funcție de condițiile experimentale, descărcarea în arc sau luminescentă.

Descărcările corona sunt folosite în xerografie, la neutralizarea unor suprafețe care se încarcă electrostatic, în reactorii chimici pentru obținerea ozonului, la tratarea apei, pentru modificarea proprietăților de aderență şi umectabilitate a unor suprafețe, ca element de circuit pentru stabilizare, etc.

Descărcările corona produc şi efecte nedorite dintre care amintim:

- pierderi de putere electrică pe linii de înaltă tensiune (în atmosferă umedă aceste pierderi pot depăşi pierderile rezistive),
- la tensiuni mari (peste 20kV) produc radiații X,
- în atmosferă produc specii active chimic care, în prezența vaporilor de apă, $O_2$, etc., atacă conductorii electrici,
- produc zgomote în domeniul audio, pe linii de înaltă tensiune,
- perturbă semnalele radio.

**Observații**

În cele prezentate mai sus ne-am referit la descărcările Townsend, luminescentă şi corona. În continuare prezentăm, pe scurt, unele caracteristici privind descărcările în arc şi descărcările în câmpuri electrice alternative.

**1).** *Arcul electric* se poate considera o descărcare luminescentă autoîntreținută, în condiții speciale:

- corespunde porțiunii F'G pe caracteristica tensiune–curent (**Fig. III. 2**),
- potențialul de aprindere este mult mai mic (în unele cazuri sub 10volți) decât căderea catodică a descărcării luminescente şi, în unele situații, mai mic decât potențiaiul de ionizare ai gazului,
- densitatea curentului este mult mai mare ca la descărcarea luminescentă,
- temperaturi foarte mari ale catodului, ajungând la $10^5$K,

BCU CLUJ / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- există descărcări în arc cu catod incandescent, dar şi cu catod rece; se poate face o analogie între descărcarea luminescentă cu catod încălzit şi arcul electric cu catodul incandescent,
- la presiuni şi curenţi mici, se observă lumina negativă, spaţiul întunecat Faraday şi coloana pozitivă (CP) ca şi la descărcarea luminescentă; de asemenea, temperatura gazului în CP a arcului are aproximativ aceeaşi valoare ca şi în CP a descărcării luminescente; în general, $T_e \rangle\rangle T_{gaz}$ , deci arcul are proprietăţile unei plasme neizotermă, iar la temperaturi mari ale catodului este posibil să avem $T_e \approx T_{gaz}$ (plasmă izotermă),
- la presiuni ridicate descărcarea în arc se poate aprinde între doi electrozi fără a mai fi necesar un tub de descărcare, ceea ce înseamnă că arcurile electrice sunt mijloace de producere eficientă a plasmelor; la presiuni ridicate plasma arcului electric reprezintă un exemplu de plasmă în echilibru termodinamic,
- regiunea ocupată de descărcare pe suprafaţa catodului se concentrează pe aşa numita "pată catodică", o regiune luminoasă cu marginile bine conturate şi care reprezintă o importantă sursă de electroni,
- dacă la descărcarea luminescentă electronii secundari apar la catod prin bombardament cu ioni pozitivi, (procese $\gamma$), aici electronii apar datorită temperaturii foarte mari a catodului (procese de termoemisie) şi uneori datorită unor câmpuri electrice mari la suprafaţa catodului (emisia la rece); există arcuri în care curentul de descărcare este practic egal cu curentul electronic la catod,
- toate diodele termoionice pot fi considerate arcuri electrice atât timp cât procesele de ionizare asigură neutralitatea sarcinii spaţiale,
- arcurile electrice se folosesc ca surse de lumină (lămpi spectrale), la generarea unor oscilaţii de înaltă frecvenţă, în tehnică, etc.

2). *Descărcările electrice în câmpuri alternative* sunt descărcări care utilizează surse de putere în c.a.,

- spaţiul de descărcare este simetric în privinţa formei, poziţiei şi materialului electrozilor; se obtine o coloană pzitivă (CP) în mijlocul tubului, cu spaţiul întunecat Faraday, de o parte şi de alta a CP,

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- se pot obține cu electrozi interiori şi / sau exteriori tubului de descărcare, fenomenele de la ambii electrozi fiind simetrice,
- sunt surse de plasmă de densitate mare ($10^{16}$-$10^{18}m^{-3}$),
- parametrii descărcării sunt funcţii complicate de poziţie şi timp,
- mecanismele de aprindere şi întreţinere a descărcării depind de frecvenţa tensiunii alternative aplicată pe electrozi, precum şi de distanţa dintre electrozi; la frecvenţe mici mecanismul este asemănător cu cel din c.c., la frecvenţe mari apare un alt mecanism, care se repetă după fiecare semiperioadă a tensiunii; ionizarea gazului se produce în mod special prin ciocniri ai neutrilor cu electroni sau metastabili, deci procesele $\alpha$ sunt importante,
- în legătură cu aprinderea descărcării, este necesar să se stabilească un criteriu de străpungere a gazului şi, în acest sens, există diferite teorii; astfel, *Hale (1948)* alege drept criteriu pentru străpungerea gazului la presiuni joase, condiţia ca energia electronului la sfârşitul unui drum liber mediu să fie egală cu energia de ionizare a gazului,
- procesele secundare la electrozi (procesele $\gamma$) nu reprezintă o condiţie necesară pentru aprinderea şi menţinerea descărcării,
- descărcările electrice în câmpuri alternative sunt utilizate în industria electronică, chimică, ca metode de procesare a unor materiale utilizate în metalurgie, medicină, biologie, etc.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

## Probleme

***P.III.1.***

*Să considerăm o descărcare electrică între 2 electrozi plani, introduşi într-un gaz aflat la o astfel de presiune încât curentul electric apare numai datorită conductibilităţii electronice. Dacă $n_e$ este concentraţia electronilor şi $d_{C-A}$ distanţa dintre electrozi, să se discute influenţa ciocnirilor asupra energiei disipată în unitatea de volum a gazului şi în unitatea de timp, în următoarele două cazuri:*

***a).*** *descărcarea are loc în c.c.,*

***b).*** *descărcarea are loc în c.a., de pulsaţie $\omega$ .*

R.

a). Fie $\upsilon_{en}$ frecvenţa ciocnirilor electron - neutri. La trecerea curentului electric prin gazul ionizat se disipă energia

$$W = U \cdot I \cdot t \,, \tag{1}$$

respectiv puterea electrică

$$P = \vec{E} \cdot \vec{j} \cdot S \cdot d_{C-A} \tag{2}$$

S-au făcut următoarele notaţii:

$\vec{E}$ - intensitatea câmpului electric între electrozi, $\vec{j}$ - densitatea de curent, $d_{C-A}$ - distanţa dintre electrozi, $S$ - secţiunea "tubului" de curent, $I$ - intensitatea curentului electric, iar $U$ - tensiunea aplicată pe electrozi.

Din relaţia (2) se obţine puterea disipată în unitatea de volum a gazului ionizat de forma

$$P = e \cdot n_e \cdot \vec{E} \cdot \vec{v} \tag{3}$$

unde $\vec{v}$ este viteza din ecuaţia de mişcare pentru electroni:

$$m_e \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = e \cdot \vec{E} - \upsilon_{en} \cdot m_e \cdot \vec{v} \tag{4}$$

În ipoteza curgerii staţionare, din relaţiile (3) şi (4) obţinem

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$P = \frac{e^2 \cdot n_e}{m_e \cdot \upsilon_{en}} \cdot \frac{U^2}{d_{C-A}^2} \tag{5}$$

Acest rezultat arată că energia disipată, în unitatea de timp şi în unitatea de volum a gazului ionizat, creşte cu micşorarea frecvenţei ciocnirilor electron-neutri. Prin analogie cu procesele de conducţie în metale, se poate defini o rezistivitate ($\rho$) a gazului ionizat conductor, proporţională cu frecvenţa ciocnirilor

$$\rho \cong \frac{m_e \cdot \upsilon_{en}}{e^2 \cdot n_e} \tag{6}$$

**b).** Să considerăm tensiunea aplicată pe electrozi de forma

$$U = U_0 \cdot \sin(\omega \cdot t)\,, \tag{7}$$

adică o tensiune alternativă de amplitudine $U_0$ şi pulsaţie $\omega$.

Din ecuaţia de mişcare a electronilor (4) obţinem viteza acestora de forma

$$v = \frac{e \cdot U_0}{d_{C-A} \cdot m_e} \cdot \frac{1}{\upsilon_{en} + i\omega} \tag{8}$$

sau, pentru partea reală a vitezei (în ipoteza că $v = constant$)

$$v = \frac{e \cdot U_0}{d_{C-A} \cdot m_e} \cdot \frac{\upsilon_{en}}{\upsilon_{en}^2 + \omega^2} \tag{9}$$

Puterea electrică disipată în unitatea de volum a gazului ionizat se calculează utilizând relaţiile (3), (7) şi (9):

$$P = \frac{1}{2} \cdot \frac{n_e \cdot e^2 \cdot U_0^2}{d_{C-A}^2 \cdot m_e} \cdot \frac{\upsilon_{en}}{\upsilon_{en}^2 + \omega^2} \tag{10}$$

rezultat care ne arată cum influenţează ciocnirile (prin $\upsilon_{en}$) valoarea lui $P$.

Dacă se neglijează ciocnirile ($\upsilon_{en} = 0$), rezultă că $P = 0$, ceea ce înseamnă că, un electron care nu suferă ciocniri în câmp electric alternativ, nu câştigă, în medie, energie de la câmp.

BCU IAŞI - CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

*Observație*

În rezolvare s-a presupus că $v = constant$; dacă se consideră situația reală, respectiv că viteza se modifică în timp, soluția ecuației de mișcare (4) este de forma

$$v = \frac{e \cdot U_0}{d_{C-A} \cdot m_e} \cdot \frac{\upsilon_{en}}{\upsilon_{en}^2 + \omega^2} \cdot \left[ \sin(\omega \cdot t) - \frac{\omega}{\upsilon_{en}} \cdot \cos(\omega \cdot t) \right] + C_0 \quad (11)$$

cu $C_0 = 0$ (din condițiile inițiale).

Din relațiile (4), (7) și (11) obținem

$$\upsilon_{en} \cdot \vec{v} + \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e \cdot U_0}{d_{C-A} \cdot m_e} \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad (12)$$

sau, dacă se neglijează ciocnirile ($\upsilon_{en} = 0$),

$$v(t) = \frac{e \cdot U_0}{d_{C-A} \cdot m_e} \cdot \int_0^t \sin(\omega \cdot t) \cdot dt \quad (13)$$

Puterea disipată se calculează cu o relație de forma

$$P = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \frac{U(t)}{d} \cdot e \cdot n_e \cdot v(t) \cdot dt = \frac{const.}{T} \int_0^T \sin(\omega \cdot t) \cdot \cos(\omega \cdot t) \cdot dt \quad (14)$$

și se regăsește rezultatul exprimat de relația (10), adică $P = 0$.

În concluzie, în absența ciocnirilor, electronii nu câștigă energie de la câmpul alternativ.

***P.III.2.***

*Care sunt fenomenele ce favorizează aprinderea unei descărcări în curent alternativ față de cele în curent continuu?*

R.

Așa cum arată rezultatul de la problema ***P.III.1***, în câmp alternativ electronii pot căștiga energie de la câmp numai datorită ciocnirilor cu atomii de gaz. În urma ciocnirilor mișcarea oscilatorie a acestora (mișcare ordonată) se transformă în mișcare dezordonată. Cu cât frecvența curentului alternativ ($\omega$) este mai mare, puterea

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

disipată pe descărcare este mai mică şi deci electronii capătă energie mai mare de la câmp (relaţia (10) de la *P. III.1*); ca urmare, electronii sunt capabili să producă suficiente ionizări care să asigure aprinderea descărcării.

Descărcările în curent alternativ pot fi aprinse şi la tensiuni sub minimul dat de curba Paschen, din următoarele considerente:

- prin schimbarea succesivă (pe fiecare jumătate de perioadă) a anodului cu catodul, se împiedică formarea stratului de sarcină spaţială negativă din faţa catodului, care micşorează câmpul electric axial al descărcării;
- la frecvenţe înalte ($\upsilon$) ale tensiunii alternative, respectiv oscilaţii multe în decursul unei perioade ($\upsilon >> \upsilon_c$) şi la presiuni convenabil alese astfel încât drumul liber mediu al electronilor să fie mai mic decât dimensiunile incintei ($d_e << L$), electronii ajung mai greu la pereţi sau electrozi şi astfel devin un "agent de ionizare" puternic în volumul de gaz; pierderile de purtători prin difuzie la pereţi sau la electrozi sunt mici, ceea ce face ca aprinderea descărcării să aibă loc la tensiuni relativ mici; $L$ este dimensiunea caracteristică a volumului ocupat de gaz şi care, în cazul tuburilor cilindrice, este raza tubului de descărcare;
- dacă amplitudinea ($A \equiv U_0$) semnalului alternativ ($x \equiv U$) este mică faţă de dimensiunile ($L$) incintei (*Fig. III.2.a*), aprinderea descărcării necesită tensiuni mici;
- dacă amplitudinea A este comparabilă sau mai mare ca $L$ (*Fig. III.2.b*), electronii ajung la perete şi electrozi, pierderile sunt mari, ceea ce necesită tensiuni mai mari pentru aprinderea descărcării; în acest caz ($A \geq L$), fenomenele care favorizează aprinderea descărcării nu sunt ionizările în volumul gazului, ci procesele de emisie secundară la perete şi electrozi.

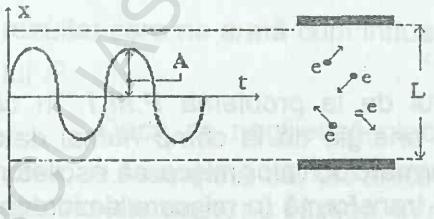



*Fig. III.2.a*

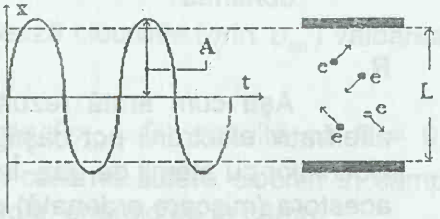



*Fig. III.2.b*

***P.III.3.***

*Să se găsească o relație de calcul pentru potențialul de aprindere a unei descărcări, utilizând condiția de staționaritate a descărcării.*

R.

Se foloseşte relația III.12, respectiv

$$j = j_0 \frac{e^{\alpha d}}{1-\gamma\left(e^{\alpha d}-1\right)} \tag{1}$$

cu notațiile de la ***Cap. III.2.*** şi ***Cap. III.3***; se pune condiția de staționaritate a descărcării prin anularea numitorului relației (1), adică

$$\gamma\left(e^{\alpha d_s}-1\right)=1 \tag{2}$$

unde $d_s$ este distanța de străpungere catod-anod, iar potențialul de străpungere (aprindere) este de forma

$$V_s = E_s d_s \tag{3}$$

Se foloseşte relația III.23 ,adică

$$\frac{\alpha}{P} = A\exp\left(-\frac{B}{E/P}\right) \tag{4}$$

cu notațiile de la ***Cap. III.3*** , iar relațiile (3) şi (4) se introduc în relația (2) şi se obține potențialul de aprindere a descărcării de forma

$$V_s = \frac{BPd_s}{\ln APd_s - \ln\left[\ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)\right]} \tag{5}$$

relație care ne arată că potențialului de aprindere al descărcării are un minim la un anumit $(Pd_s)_{optim}$, pe care să-l notăm cu $(Pd_s)_{\min}$.

Se derivează $V_s$ în raport cu $Pd_s$ şi se găseşte valoarea lui $Pd_s$ pentru care $V_s$ este minim, adică

$$(Pd_s)_{\min} = \frac{2{,}72}{A}\cdot\ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right) \tag{6}$$

Din relația (6) obținem următoarea concluzie: *distanța redusă* (produsul $P\cdot d$) *minimă* necesară aprinderii descărcării este o constantă pentru fiecare gaz şi material catodic dat.

B.C.U. "M. E. DESCU" IAŞI

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Dacă înlocuim (6) în (5) obținem o relație de calcul pentru *potențialul minim de aprindere a unei descărcări* de forma

$$(V_s)_{\min} = \frac{2{,}72 \cdot B}{A} \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \qquad (7)$$

**Observație**

Din relațiile (3), (6) și (7) obținem

$$\left(\frac{V_s}{Pd_s}\right)_{\min} = B, \text{ sau } \left(\frac{E_s}{P}\right)_{\min} = B, \text{ adică}$$

*câmpul redus minim* este o constantă. În concluzie, câmpul redus minim necesar la aprinderea descărcării depinde de natura și presiunea gazului. Pentru majoritatea gazelor $B$ este cuprins între $100 - 400$ *volți / cm · mmHg*.

***P.III.4.***

*În ipoteza unei distribuții Maxwell pentru electronii dintr-o plasmă obținută în condiții de laborator, să se găsească o relație de legătură între primul coeficient Townsend redus (în raport cu presiunea) și intensitatea câmpul electric, respectiv relația lui Stoletov*

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot \exp\left(-\frac{B}{E/P}\right)$$

**R.**

Primul coeficient Townsend ($\alpha$) reprezintă numărul mediu de ionizări produse de un electron pe unitatea de lungime a coloanei și se definește prin relația

$$\alpha = \frac{\upsilon_i}{\langle v_e \rangle} \qquad (1)$$

unde $\upsilon_i$ este frecvența ciocnirilor ionizante (electron-neutri) și $\langle v_e \rangle$ viteza medie a electronilor.

Să considerăm frecvența de ionizare de forma

$$\upsilon_i = N \cdot \langle \sigma_i \cdot v_i \rangle \qquad (2)$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

cu următoarele notații: $N$ - concentrația atomilor neutri; $\sigma_i$ - secțiunea eficace de ionizare care, după cum se știe, depinde de viteza electronilor $v_e$.

Pentru a calcula produsul $\langle \sigma_i \cdot v_e \rangle$ folosim funcția de distribuție Maxwell după modulul vitezelor, respectiv

$$f(v) = C \cdot \exp\left( -\frac{m_e \cdot v_e^2}{2 \cdot K_B \cdot T_e} \right) \tag{3}$$

unde $C$ este o constantă de normare a funcției la numărul de particule. Cu ajutorul relației (3), relația (2) devine:

$$\upsilon_i = C \cdot N \cdot \int_{v_{min}}^{\infty} 4 \cdot \pi \cdot \sigma_i(v_e) \cdot v_e^3 \cdot \exp\left( -\frac{m_e \cdot v_e^2}{2 \cdot K_B \cdot T_e} \right) \cdot dv_e \tag{4}$$

unde s-a avut în vedere că procesul de ionizare este un proces cu prag, adică necesită o anumită viteză minimă (energie) pentru electroni. Dacă notăm cu $V_i$ potențialul de ionizare al gazului, atunci

$$v_{min} = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot V_i}{m_e}} \tag{5}$$

Dacă se consideră $\sigma_i$ = *constant*, după integrarea relației (4) obținem:

$$\upsilon_i = C' \cdot \frac{N \cdot K_B \cdot T_e}{m_e} \cdot \left[ \frac{2 \cdot e \cdot V_i}{m_e} + \frac{2 \cdot K_B \cdot T_e}{m_e} \right] \cdot \exp\left( -\frac{e \cdot V_i}{K_B \cdot T_e} \right) \tag{6}$$

unde $C' = 4\pi C \sigma_i$.

Din teoria cinetică a gazelor folosim relațiile

$$P = N \cdot K_B \cdot T_e \qquad \text{și} \quad \langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{8 \cdot K_B \cdot T_e}{\pi \cdot m_e}} \tag{7}$$

care, împreună cu relațiile (1) și (6), conduc la următorul rezultat:

$$\alpha = const. \cdot P \cdot \exp\left( -\frac{e \cdot V_i}{K_B \cdot T_e} \right) \qquad \text{sau} \tag{8}$$

BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot V_i}{K_B \cdot T_e}\right) \tag{9}$$

unde $A$ este constanta din relația (8).

Dacă presupunem că electronii câştigă energie numai de la câmpul electric de intensitate $E$, atunci

$$K_B \cdot T_e = e \cdot E \cdot d_{C-A} \tag{10}$$

unde $d_{C-A}$ este distanța catod-anod. Din relațiile (9) şi (10) obținem

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot V_i}{E \cdot e \cdot d_{C-A}}\right) = A \cdot \exp\left(-\frac{B}{E/P}\right) \tag{11}$$

unde $B = \dfrac{V_i}{P \cdot d_{C-A}}$ este o constantă pentru fiecare gaz aflat la o anumită presiune şi pentru o distanță fixă catod-anod.

*Observație*

În relația (11) $A$ şi $B$ sunt constante numai în cazuri particulare; astfel, constanta $A$ depinde cel puțin de viteza electronilor, iar $B$ de câmpul electric local precum şi de frecvența ciocnirilor.

*P.III.5.*

*Să considerăm o descărcare corona în configurația vârf – suprafață sferică. Dacă vârful ascuțit de rază $r_1$ se află la potențialul $V_0$ față de suprafața sferică de rază $r_2$, să se calculeze distribuția de câmp electric şi de potențial, între cei doi electrozi, în ipoteza unor curenți foarte mici ($\rho \cong 0$).*

R.

Să considerăm o descărcare corona în configurația vârf-suprafață sferică (***Fig. III.5***).

BCU IASI (CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

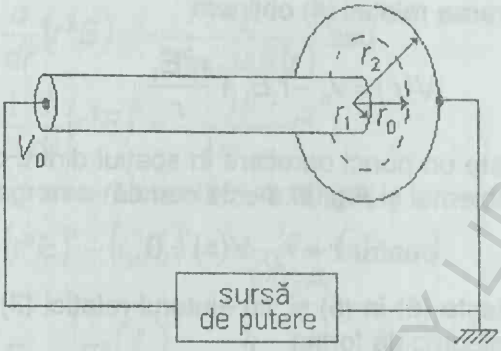



*Fig. III.5*

La curenți foarte mici se poate presupune $\rho \cong 0$, ceea ce înseamnă că se neglijează distribuția de sarcini electrice între cei doi electrozi şi, ca urmare, se determină distribuția de potențial şi câmp electric în "vid".

Pentru configurația dată, se scrie ecuația lui Poisson în coordonate sferice:

$$\Delta E = \frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2 E\right) = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \approx 0 \tag{1}$$

Prin integrarea relației (1) obținem

$$r^2 E(r) = \text{constant} \tag{2}$$

relație valabilă în orice punct din spațiul între cei doi electrozi, ceea ce înseamnă că

$$r^2 E = r_1^2 E_1 = r_2^2 E_2 = r_c^2 E_c \tag{3}$$

unde $r_c$ este raza regiunii corona, iar $E_c$ câmpul electric între vârf şi regiunea coroanei (*Fig. III.5*).

Reamintim că descărcarea corona conține o regiune corona şi o regiune de drift.

Dar $E = -\dfrac{dV}{dr}$, deci relația (2), cu ajutorul relației (3), devine

$$-\frac{dV}{dr} = \frac{r_1^2 E_1}{r^2} \tag{4}$$

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Prin integrarea relației (4) obținem

$$V(r) = V_0 - r_1 E_1 + \frac{r_1^2 E_1}{r} \tag{5}$$

unde $r$ este un punct oarecare în spațiul dintre cei doi electrozi. Din datele problemei şi ***Fig. III.5*** este clar că

$$\text{pentru } r = r_2,\ V(r) = 0. \tag{6}$$

Se înlocuieşte (6) în (5) şi, cu ajutorul relației (3), obținem distribuția de câmp electric de forma

$$E(r) = V_0 \frac{r_1 r_2}{r^2 (r_2 - r_1)} \tag{7}$$

şi de potențial

$$V(r) = V_0 \cdot \frac{r_1}{r} \cdot \frac{r_2 - r}{r_2 - r_1} \tag{8}$$

*Observație*

La curenți corona foarte mici, $\rho(r)$ se poate neglija, aşa cum s-a procedat în rezolvarea problemei. Totuşi, dacă curenții corona $I_C$ sunt semnificativi ($I_{corona} \neq 0$), distribuția de sarcini electrice între cei doi electrozi nu mai poate fi neglijată, iar distribuțiile de câmp electric $E(r)$ şi potențial $V(r)$ se modifică.

Să presupunem că intensitatea curentului total corona $I_C$, care curge între vârf şi electrodul sferic, este constantă, adică

$$I_C = 4\pi r^2 J(r) = \text{constant},$$

unde $J(r)$ este densitatea de curent, sau

$$I_C = 4\pi r^2 \rho(r) \mu_i E(r) \tag{9}$$

unde $\mu_i$ este mobilitatea purtătorilor de sarcină.

În această situație ecuația Poisson în coordonate sferice se modifică astfel

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\frac{d}{dr}\left(r^2E\right)=-\frac{I_C}{4\pi\varepsilon_0\mu_i E(r)} \text{ sau}$$

$$\frac{1}{2}\frac{d}{dr}\left(r^2E\right)^2=-\frac{I_C}{4\pi\varepsilon_0\mu_i}r^2 \qquad (10)$$

Prin integrarea relației (10) se obține

$$\left(r^2E\right)^2-\left(r_1^2E_1\right)^2=-\frac{I_C}{6\pi\varepsilon_0\mu_i}\left(r^3-r_1^3\right)$$

sau $$E=\sqrt{E_1^2\left(\frac{r_1}{r}\right)^4-\frac{I_C}{6\pi\varepsilon_0\mu_i}\frac{1}{r}\left[1-\left(\frac{r_1}{r}\right)^3\right]}, \qquad \ldots\ldots(11)$$

iar relația (11) şi ecuația Poisson permit să determinăm $V(r)$ şi respectiv $\rho(r)$.

*P.III.6.*

*Să se calculeze puterea care se pierde pe regiunea coroanei, în geometria fir-cilindru coaxial (de lungime L), cunoscând că potențialul aplicat pe fir este $V_0$ şi potențialul de aprindere al descărcării $V_C$. Se vor folosi relațiile deduse la **Capitolul III.5.2.**, fără a neglija curenții corona.*

R.

În geometria fir de rază $r_1$ - cilindru coaxial de rază $r_2$ (**Fig. III.10**), s-au obținut următoarele relații pentru distribuțiile de câmp şi potențial, între cei doi electrozi,

$$E(r)=\frac{\sqrt{a}}{r}\left(1-\frac{b}{2a}r^2\right) \qquad (1)$$

$$V(r)=\sqrt{a}\left[\frac{b}{2a}\left(r^2-r_2^2\right)+\ln\frac{r_2}{r}\right] \qquad (2)$$

unde s-au folosit următoarele notații, cu semnificațiile de la ***Capitolul III.5.2***:

$$a=r_1^2E_1^2+\frac{I_Cr_1^2}{2\pi\varepsilon_0\mu_i L} \text{ şi}$$

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$b = \frac{i_c}{2\pi\varepsilon_0\mu_i L} \tag{3}$$

Pentru a calcula puterea disipată pe regiunea coroanei se fac următoarele presupuneri:

- $r$ şi $r_1 \langle\langle r_2$ , ceea ce înseamnă că $\ln\frac{r_2}{r} \approx \ln\frac{r_2}{r_1}$,
- $a \approx r_1^2 E_1^2$ (4)
- $E(r) = \frac{E_1 r_1}{r} = \frac{V_0}{r \ln r_2/r_1}$,

Dacă notăm cu $V(r_c) = V_c$ tensiunea de aprindere a coroanei şi folosim presupunerile de mai sus, relaţia (2) devine

$$V_c \approx -\frac{I_c}{4\pi\varepsilon_0\mu_i L} \cdot \frac{\ln r_2/r_1}{V_0} \cdot r_2^2 + V_0 \tag{5}$$

Din relaţia (5) se obţine intensitatea curentului de descărcare corona, $I_c$, de forma

$$I_c \approx \frac{4\pi\varepsilon_0\mu_i L}{\ln r_2/r_1} \cdot \frac{V_0}{r_2^2} \cdot (V_0 - V_c) \tag{6}$$

cu care se calculează puterea disipată pe regiunea coroanei, adică

$$P_c = I_c V_0 \approx \frac{4\pi\varepsilon_0\mu_i L}{\ln r_2/r_1} \cdot \frac{1}{r_2^2} \cdot V_0^2 \cdot (V_0 - V_c) \tag{7}$$

***Observaţie***

*Cobine (1958)* a propus o variaţie parabolică a intensităţii curentului corona în funcţie de tensiunea aplicată pe electrozi ($V_0$), respectiv,

$I_c = const.\ V_0(V_0 - V_c)$, cu ajutorul căreia se obţine

$P_c = const.\ V_0^2(V_0 - V_c)$,

aşadar o formulă foarte asemănătoare cu relaţia (7).

***P.III.7.***

*Pentru obţinerea unei plasme de difuzie se utilizează o instalaţie tip maşină DP (double plasma) formată din camera sursă şi camera ţintă.*

BCU IAŞI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

*a). Cum este posibil să se păstreze aceeaşi atenuare a fasciculului de ioni monocinetici pe o distanţă de două ori mai mare în camera ţintă, fără a modifica diferenţa de potenţial dintre cele două camere ?*

*b). Dacă potenţialul plasmei din camera ţintă a maşinii DP este mai mare decât în camera sursă, să se discute ce se întâmplă cu un fascicul de electroni provenit de la o sursă laterală (de ex., un filament de wolfram). Fasciculul de electroni cade oblic pe grila de separaţie dintre cele două camere, venind din camera sursă.*

R.

**a).** Atenuarea fasciculului de ioni se face conform legii:

$$I = I_0 \cdot \exp(-n \cdot \sigma \cdot x) \qquad (1)$$

unde $I_0$ este intensitatea fasciculului la intrarea în camera ţintă, $n$ concentraţia de ioni din fascicul şi $\sigma$ secţiunea eficace de ciocnire ion - neutri.

Din relaţia (1) şi $P = nK_BT$ se obţine distanţa $x$, pe care are loc atenuarea fasciculului de la $I_0$ la $I$:

$$x = \left(\frac{K_B \cdot T}{\sigma \cdot P}\right) \cdot \ln \frac{I_0}{I} \qquad (2)$$

unde $P$ şi $T$ sunt presiunea şi temperatura gazului din incintă.

Dacă diferenţa de potenţial între cele două camere se menţine constantă, energia cinetică, respectiv temperatura ionilor şi secţiunea eficace se menţin aproximativ constante. Prin urmare, pentru a mări la $2 \cdot x$, distanţa pe care se produce aceeaşi atenuare a fasciculului de ioni, trebuie să micşorăm presiunea din instalaţie la valoarea $P/2$, conform relaţiei (2). Având în vedere că presiunea de lucru din instalaţiile tip maşina DP este de aproximativ $10^{-4}$ Torr, micşorarea acesteia este posibilă până la o limită impusă de sistemul de vidare utilizat, de etanşeitatea instalaţiei şi, desigur, să corelăm şi cu valoarea tensiunii de aprindere a descărcării.

**b).** Dacă în cele două camere plasma s-ar afla la acelaşi potenţial, fasciculul de electroni şi-ar păstra direcţia de mişcare din camera sursă (***Fig. III.7** - direcţia 1*). La potenţiale diferite şi

adecvate a celor "două plasme", fasciculul de electroni este accelerat pe direcția x (direcția perpendiculară pe grila care separă cele două camere), deci își va modifica direcția de propagare, apropiindu-se de normala la grilă (*Fig. III.7. - direcția 2*).

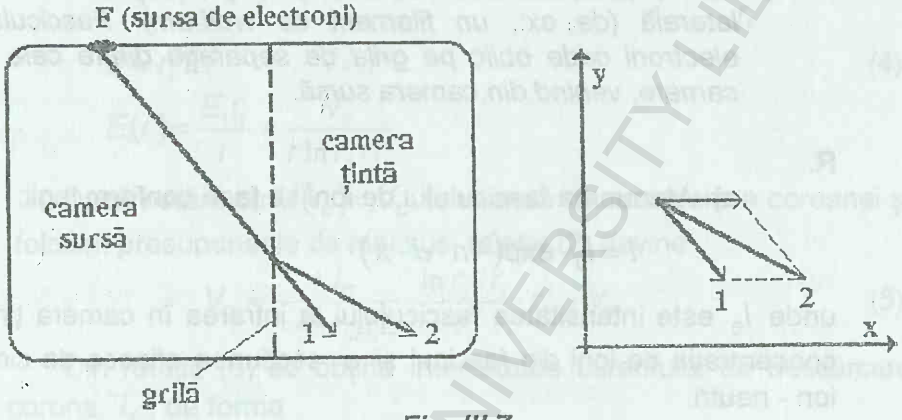



*Fig. III.7*

*P.III.8.*

*Procesul de ionizare termică al atomilor dintr-o descărcare electrică este descris de o ecuație de tip Saha. Să se precizeze condițiile în care ionizarea termică a atomilor excitați este guvernată de o relație de același tip.*

R.

Să considerăm ionizarea termică a atomilor având energia de ionizare $W_i$ . Se presupune ca energie de referință, energia stării fundamentale $W_0$ (*Fig. III.8*).

Se introduc următoarele notații:

$n_a$ = concentrația atomilor în starea fundamentală,

$n_a^*$ = concentrația atomilor în starea excitată $W^*$,

$W^*$ = energia atomilor în starea excitată.

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

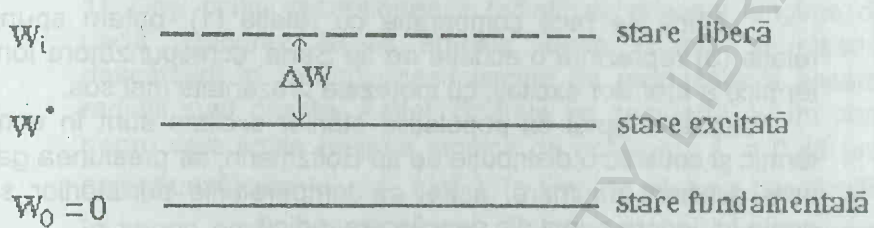



*Fig. III.8*

Ecuația lui Saha pentru ionizarea termică a atomilor din starea fundamentală este de forma

$$\frac{n_e \cdot n_i}{n_a} = \frac{g_e \cdot g_i}{g_a} \cdot \left[\frac{2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot K_B \cdot T}{h^2}\right]^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{W_i}{K_B \cdot T}\right) \qquad (1)$$

cu următoarele notații: $n_e$, $n_i$, $n_a$, sunt concentrațiile (populațiile) electronilor, ionilor şi atomilor în starea fundamentală, iar $g_e$, $g_i$, $g_a$ sunt ponderile statistice respective.

Dacă $n_a^*$ reprezintă concentrația atomilor în starea excitată $W^*$, iar $g_a^*$ ponderea lor statistică, putem scrie:

$$n_a^* = \frac{g_a^*}{g_a} \cdot n_a \cdot \exp\left(-\frac{W^*}{K_B \cdot T}\right) \qquad (2)$$

ceea ce arată că atomii aflați în stare excitată satisfac o distribuție de tip Boltzmann.

Relația (2) este valabilă numai dacă:

- timpul de viață ($\tau$) al stării excitate este suficient de lung ($\tau \to \infty$), ceea ce înseamnă că, în timpul $\tau$, atomii aflați în această stare nu emit radiații;
- emisia de radiații de către alte stări excitate ai atomilor nu afectează starea de cvasi-echilibru caracterizată prin energia stării excitate $W^*$.

Din relațiile (1) şi (2) obținem:

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\frac{n_e \cdot n_i}{n_a^*} = \frac{g_e \cdot g_i}{g_a^*} \cdot \left[\frac{2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot K_B \cdot T}{h^2}\right]^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W}{K_B \cdot T}\right) \quad (3)$$

cu $\Delta W = W_i - W^*$ (*Fig. III.8*)

Dacă se face comparație cu relația (1), putem spune că relația (3) reprezintă o ecuație de tip Saha, corespunzătore ionizării termice a atomilor excitați, cu ipotezele prezentate mai sus.

Precizăm faptul că populațiile stărilor excitate sunt în echilibru termic şi satisfac o distribuție de tip Boltzmann, iar presiunea gazului este suficient de mare, astfel că temperaturile purtătorilor să fie egale în fiecare punct din descărcare, adică

$$T_e = T_i = T_{gaz} = T .$$

***P.III.9.***

*O lampă cu descărcare în xenon (de 5000 w) emite în vizibil o radiație intensă cu lungimea de undă 0,48 $\mu$ m. Ştiind că această radiație este apropiată de radiația emisă de Soare, să se compare temperatura plasmei din descărcarea în xenon cu temperatura suprafeței solare. Se dă constanta lui Wien, $b = 2{,}88 \cdot 10^{-3}$ m·K.*

R.

Din condiția de maxim pentru densitatea de energie $\rho(\lambda, T)$ în spectrul radiației termice a unui corp absolut negru, se obține legea de deplasare a lui Wien ($\lambda T$ = constant = $b$) şi de aici temperatura corpului care emite. Cu datele din problemă se obține temperatura suprafeței solare

$$T_s = b/\lambda = 6000\ K .$$

Este ştiut că temperatura electronilor ($T_e$) din plasma unei descărcări luminescente, utilizată ca sursă spectrală, este de aproximativ $2 \div 3$ eV ($2{,}3 \div 3{,}5 \cdot 10^4$ K), pentru majoritatea gazelor. Dacă se compară cu $T_s$, rezultă că temperatura electronilor din plasma descărcării este mai mare ($T_e > T_s$), cu aproximativ un ordin de mărime. În ipoteza că presiunea gazului este suficient de mare încât să existe un echilibru termodinamic local, ceea ce înseamnă că $T_e \approx T_{plasma}$, obținem că temperatura plasmei din lampa cu

descărcare în xenon este mai mare ca temperatura suprafeței solare, $T_{plasma} > T_s$.

*Observații*

1). Deşi ochiul recepționează radiații de aceeaşi lungime de undă (culoare) de la ambele surse (Soare şi plasma descărcării în xenon), mecanismele de producere a acestor radiații sunt diferite. Astfel, Soarele se comportă ca un corp negru care emite radiația termică de echilibru, $\lambda$ = 0,48 μm, corespunzătoare lui $\rho_{max}(\lambda, T)$, în timp ce plasma descărcării în xenon emite radiații a căror lungime de undă corespunde dezexcitării atomilor de xenon din descărcare, iar tranzițiile cele mai probabile corespund la lungimea de undă $\lambda$ = 0,48 μm.

2). $T_S$ se referă la temperatura suprafeței solare şi nu la temperatura din interiorul Soarelui.

*P.III.10.*

*Se ştie că randamentul unui convertor termoionic cu plasmă (dioda termoelectronică cu gaz) este limitat, printre altele, de formarea unui strat de sarcini spațiale (s.s.s.) negativ în fața catodului.*

***a).** Cunoscând că introducerea unui gaz cu potențial de ionizare mic reduce s.s.s., să se discute care este influența presiunii gazului introdus, asupra puterii generate de convertor.*

***b).** Cum se explică creşterea randamentului de conversie la răcirea anodului?*

R.

**a).** Convertorul termoionic este una din aplicațiile plasmei prin care se realizează conversia energiei termice furnizată catodului, în energie electrică. Electronii care părăsesc catodul posedă atât energie cinetică dar şi energie potențială față de cei rămaşi în catod, întrucât electronii liberi au reuşit să depăşească bariera de potențial a materialului. În general, această energie potențială este mai mare decât energia cinetică a electronilor. Electronii folosesc energia lor pentru deplasarea în spațiul catod-anod, pentru a distruge s. s. s. negativ din fața catodului (care

BCU CLUJ CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

funcționează ca o barieră de potențial pentru electroni) şi, în sfârşit, o parte este cedată anodului, energia rămasă disponibilă fiind folosită pentru a efectua un lucru mecanic în circuitul exterior.

Introducerea unui gaz cu potențial de ionizare mic în convertorul termoionic cu plasmă conduce la crearea de noi ioni pozitivi în descărcare care neutralizează, parțial sau total, s.s.s. negativ din fața catodului. Dacă presiunea gazului introdus este mică (< $10^{-2}$Torr), atomii de gaz sunt ionizați prin ciocniri cu electronii ce părăsesc catodul, s.s.s. negativ este neutralizat (parțial sau total), se produce o creştere a numărului de electroni ce ajung la anod, deci a curentului de electroni şi, prin urmare, a puterii debitată de convertor pe circuitul exterior; există o presiune pentru care s.s.s. negativ din fața catodului este complet neutralizat.

Totuşi, dacă presiunea gazului depăşeşte o anumită limită (~$10^{-1}$Torr), creşte probabilitatea de ciocnire a electronilor cu atomii de gaz, dar numărul şi în special energia acestora scade la anod, ceea ce înseamnă o micşorare a puterii debitată pe circuitul exterior (densitatea de curent este proporțională cu viteza electronilor, $j = nev$).

**b).** Să considerăm un convertor termoionic cu cei doi electrozi, catodul şi anodul din materiale cu energiile de extracție $e\Phi_1$, respectiv $e\Phi_2$, iar temperaturile $T_1$ şi respectiv $T_2$.

Cu ajutorul relației Richardson-Dushman se scriu densitățile curenților termoelectronici, aşadar

$$j_1 = AT_1^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_1}{K_B T_1}\right) \qquad (1)$$

$$j_2 = AT_2^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_2}{K_B T_2}\right) \qquad (2)$$

unde $A$ este o constantă universală, deci independentă de natura şi temperatura electrozilor.

Convertorul termoionic este o sursă de t.e.m., prin urmare randamentul se discută prin energia care rămâne electronului pentru a efectua un lucru mecanic în circuitul exterior.

Să discutăm condiția de funcționare a convertorului termoionic.

În acest scop, din relațiile (1) şi (2) obținem raportul $j_1 / j_2$ care determină randamentul convertorului termoionic, de forma:

$$j_1 / j_2 = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^2 \exp\left[const.\left(\frac{\Phi_2}{T_2} - \frac{\Phi_1}{T_1}\right)\right] \quad (3)$$

Dacă:

- $T_1 = T_2$ şi $\Phi_1 = \Phi_2$, din relaţia (3) rezultă că, în adevăr, raportul $j_1 / j_2$ are valoarea aproximativ 1, dar curentul electronic total ($j_1$ şi $j_2$ sunt egali şi au sensuri opuse) în spaţiul anod-catod este zero, deci randamentul convertorului tinde la zero;
- $T_1 = T_2$ şi $\Phi_1 > \Phi_2$ atât din catod cât şi din anod vor ieşi electroni, dar $j_1 < j_2$ deci circuitul catod-anod rămâne deschis;
- $T_1 = T_2$ şi $\Phi_1 < \Phi_2$, atât din catod cât şi din anod vor ieşi electroni, dar $j_1 > j_2$ întrucât din catod vor ieşi mai mulţi electroni; ajunşi la anod ei vor ceda o energie proporţională cu lucrul de extracţie al acestuia, anodul se va încălzi, dar energia disponibilă în circuitul exterior este egală cu zero (tensiunea pe circuitul exterior este zero) deoarece $e(\Phi_1 - \Phi_2) < 0$; practic electronii cedează întreaga energie anodului;
- $T_1 > T_2$ şi $\Phi_1 = \Phi_2$, rezultă că $j_1 > j_2$, dar $e(\Phi_1 - \Phi_2) = 0$, adică tensiunea pe circuitul exterior este zero;
- $T_1 > T_2$ şi $\Phi_1 > \Phi_2$, reprezintă cea mai bună soluţie de funcţionare a convertorului termoionic.

În concluzie, pentru a avea un randament cât mai mare (tensiune cât mai mare pe circuitul exterior) trebuie să mărim $T_1$ şi $\Phi_1$, pentru a avea emisie termoelectronică cât mai mare şi pentru a creşte valoarea lui $e(\Phi_1 - \Phi_2)$, dar să micşorăm $\Phi_2$.

Micşorarea lui $\Phi_2$ poate conduce însă la următoarea situaţie: deşi $T_2$ este mic, anodul având $\Phi_2$ mic, poate să emită, la o anumită temperatură, mai mulţi electroni decât catodul. Această situaţie se evită prin micşorarea temperaturii $T_2$ a anodului, printr-un sistem de răcire corespunzător.

***P.III.11.***

*Potenţialul de aprindere a unei descărcări este acelaşi în cazul descărcării corona pozitivă şi negativă? În cazul*

BCU IAŞI / CENTRALA UNIVERSITARĂ

*descărcărilor în gaze electronegative, mecanismul de aprindere şi întreţinere este acelaşi?*

R.

Potenţialul de aprindere a unei descărcări corona pozitivă şi negativă nu este acelaşi.

Fie o descărcare corona negativă, adică catodul reprezintă electrodul activ, în jurul căruia intensitatea câmpului electric este maximă; în această regiune electronii sunt puternic acceleraţi spre regiunea de drift, deci vor căpăta suficientă energie să producă ciocniri ionizante în volumul de gaz; de asemenea ionii sunt acceleraţi spre catod, totuşi ei produc mult mai puţine ciocniri ionizante cu neutrii (proces puţin probabil), dar pot produce electroni secundari prin procese $\gamma$; aceste procese sunt echivalente cu o micşorare a potenţialului de aprindere.

Dacă electrodul activ este pozitiv (anod), electronii sosesc cu energii mici din regiunea de drift, sunt acceleraţi în regiunea cu câmp ridicat şi produc ionizări, dar concentraţia de purtători de sarcini în volumul de gaz este mai mică şi deci potenţialul necesar aprinderii descărcării trebuie să fie mai mare.

În cazul gazelor electronegative procesele de aprindere şi întreţinere sunt asemănătoare. În regiunea coroanei, deci acolo unde câmpul electric este ridicat, ionii negativi disociază, deci numărul de electroni liberi creşte, dar în regiunea de drift prezenţa acestora este neglijabilă.

În ce priveşte abordarea teoretică, aceasta se complică întrucât trebuie să ţinem seama de prezenţa ionilor negativi în descărcare prin considerarea ecuaţiilor de bilanţ pentru aceştia.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

## UNITĂȚI DE MĂSURĂ

*Lungime*: metrul (SI)

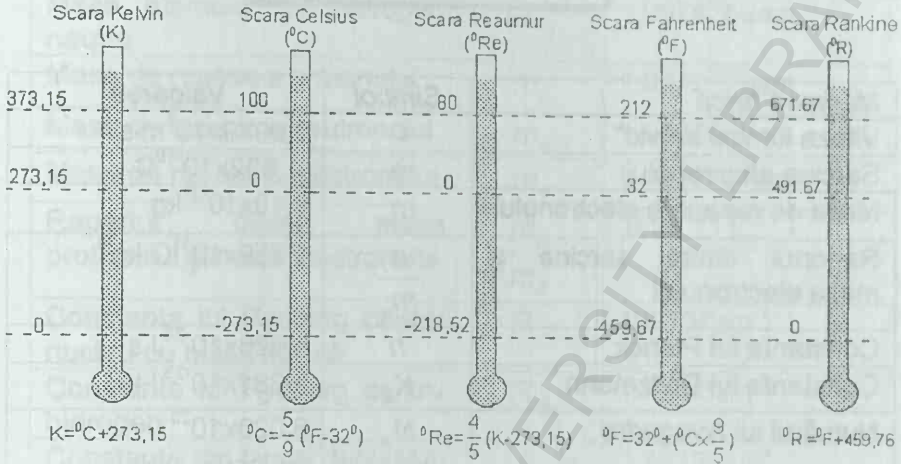
| | Metru (m) | Angstom (A) | An lumină (a. l.) | Inch (in) | Milă (mile) | Foot (ft) | Yard (yd) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1m | 1 | $10^{10}$ | 0,1057 x$10^{-15}$ | 39,37 | 6,21371 X$10^{-4}$ | 3,280 | 1,093 |
| 1A | $10^{-10}$ | 1 | 0,1057 x$10^{-25}$ | 39,37 x$10^{-10}$ | 6,21371 x$10^{-14}$ | 3,280 x$10^{-10}$ | 1,093 x$10^{-10}$ |
| 1a.l. | 9,46 x$10^{15}$ | 9,46x $10^{25}$ | 1 | 3,725 x$10^{17}$ | 5,878 x$10^{12}$ | 3,103 x$10^{15}$ | 1,034 x$10^{16}$ |
| 1in | 2,54 x$10^{-2}$ | 2,54 x$10^{-8}$ | 2,68 x$10^{-18}$ | 1 | 1,578 x$10^{-5}$ | 0,08333 | 0,02777 |
| 1milă | 1,609 x$10^{3}$ | 1,609 x$10^{13}$ | 0,17 x$10^{-12}$ | 63,36 x$10^{3}$ | 1 | 5.28 x$10^{3}$ | 1,76 x$10^{3}$ |
| 1ft | 0,3048 | 0,3048 x$10^{10}$ | 3,221 x$10^{-17}$ | 12 | 1,8939 x$10^{-4}$ | 1 | 0,33333 |
| 1yd | 914,4 x$10^{-3}$ | 914,4 x$10^{-7}$ | 9,633 x$10^{-17}$ | 36 | 5,681 x$10^{-4}$ | 3 | 1 |



BCU IAȘI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

## *Temperatura*: **Kelvinul (SI)**




| *Scara de temperatură* | Kelvin (K) | Celsius (°C) | Reaumur (°Re) | Fahrenheit (°F) | Rankine (°R) |
|---|---|---|---|---|---|
| Kelvin | 1 | 1 | 4/5 | 9/5 | 9/5 |
| Celsius | 1 | 1 | 4/5 | 9/5 | 9/5 |
| Reaumur | 5/4 | 5/4 | 1 | 9/4 | 9/4 |
| Fahrenheit | 5/9 | 5/9 | 4/9 | 1 | 1 |
| Rankine | 5/9 | 5/9 | 4/9 | 1 | 1 |

## *Energia*: **Joulul (SI)**

| | Joule (J) | Erg (erg) | Caloria (cal) | KWh | Electron-volt (eV) |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 J | 1 | $10^7$ | 0;2389 | $2,778 \times 10^{-7}$ | $6,242 \times 10^{18}$ |
| 1 erg | $10^{-7}$ | 1 | $2,389 \times 10^{-8}$ | $2,778 \times 10^{-14}$ | $6,242 \times 10^{11}$ |
| 1 cal | 4,186 | $4,186 \times 10^7$ | 1 | $1,136 \times 10^{-6}$ | $2,613 \times 10^{19}$ |
| 1 KWh | $3,6 \times 10^6$ | $3,6 \times 10^{13}$ | $8,601 \times 10^5$ | 1 | $2,247 \times 10^{25}$ |
| 1 eV | $1,602 \times 10^{-19}$ | $1,602 \times 10^{-12}$ | $3,827 \times 10^{-20}$ | $4,450 \times 10^{-26}$ | 1 |

BUJASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

# CONSTANTE FIZICE

| *Mărimea fizică* | *Simbol* | *Valoarea* |
|---|---|---|
| Viteza luminii în "vid" | $c$ | $2,9979 \times 10^{8} m \cdot s^{-1}$ |
| Sarcina electronului | $e$ | $-1,602 \times 10^{-19} C$ |
| Masa de repaus a electronului | $m_e$ | $9,10 \times 10^{-31} kg$ |
| Raportul dintre sarcina şi masa electronului | $\frac{e}{m_e}$ | $1,759 \times 10^{11} C \cdot kg^{-1}$ |
| Constanta lui Planck | $h$ | $6,626 \times 10^{-34} J \cdot s$ |
| Constanta lui Boltzmann | $K_B$ | $1,381 \times 10^{-23} J \cdot K^{-1}$ |
| Numărul lui Avogadro | $N_A$ | $6,023 \times 10^{23}$ molecule$\cdot mol^{-1}$ |
| Constanta universală a gazelor | $R$ | $8,314 J \cdot mol^{-1} K^{-1}$ |
| Volumul gazului ideal la $0^0C$ şi 1atm | $V_{0M}$ | $22,415 \times 10^{-3} \cdot m^3 mol^{-1}$ |
| Acceleraţia gravitaţională (nivelul mării, la ecuator) | $g$ | $9,78049 m \cdot s^{-2}$ |
| Constanta universală a gravitaţiei | $K$ | $6,673 \times 10^{-11} N \cdot m^2 \cdot kg^{-2}$ |
| Masa Pământului | $m_P$ | $5,975 \times 10^{24} kg$ |
| Raza medie a Pământului | | $6,371 \times 10^{6} m$ |
| Raza Pământului la ecuator | | $6,378 \times 10^{6} m$ |
| Distanţa medie de la Pământ la Soare | 1 UA | $1,49 \times 10^{11} m$ |
| Distanţa medie de la Pământ la Lună | | $3,84 \times 10^{8} m$=60 raze ale Pământului |
| Diametrul Soarelui | | $1,39 \times 10^{9} m$ |
| Masa Soarelui | $m_s$ | $1,99 \times 10^{30} kg$=333000 masa Pământului |
| Constanta din legea lui Coulomb | $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$ | $8,9874 \times 10^{9} N \cdot m^2 \cdot C^{-2}$ |

BOLYAI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

| | | |
|---|---|---|
| Masa atomului de hidrogen neutru | $m_{_1^1H}$ | 1,007825uam |
| Masa de repaus a protonului | $m_p$ | 1,007277uam |
| Masa de repaus a neutronului | $m_n$ | 1,008665uam |
| Masa de repaus a electronului | $m_e$ | $5.486 \times 10^{-4}$uam |
| Raportul dintre masa protonului şi masa electronului | $\frac{m_p}{m_e}$ | 1836,11 |
| Constanta lui Rydberg pentru nucleu cu masă infinită | $R_\infty$ | $109737 cm^{-1}$ |
| Constanta lui Rydberg pentru hidrogen | $R_H$ | $109678 cm^{-1}$ |
| Constanta din legea deplasării a lui Wien | $b$ | $2,2898 \times 10^{-3} mK$ |
| Permitivitatea "vidului" | $\varepsilon_0$ | $8,851 \times 10^{-12} Fm^{-1}$ |
| Permeabilitatea "vidului" | $\mu_0$ | $4\pi \times 10^{-7} Hm^{-1}$ |

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

# BIBLIOGRAFIE

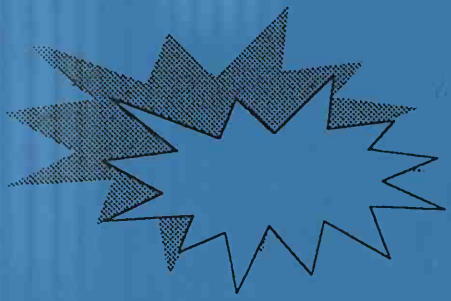

1. L. A. Artsimovich, *"A Physicist's ABC on Plasma"*, Mir Publishers, Moscow, 1978
2. E. Bădărău, I. I. Popescu, *"Decharges electriques dans les gaz"* Ed. Dunod, Paris, 1963
3. E. Bădărău, *"Fizica descărcărilor în gaze"* , Ed. Academiei, Bucureşti, 1957
4. S. C. Brown, *"Basic Data of Plasma Physics"*, M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, 1959
5. F. Capra, *"Taofizica"*, Ed. Tehnică, Bucureşti, 1995
6. F.F.Chen, *"Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion"*, 2-edition Plenum Press, New York, 1984
7. J.-L. Delcroix, A. Bers *"Physique des Plasmas"*, vol.1 et 2, Inter et CNRS Editions,1994
8. J.-L. Delcroix *"Physique des Plasmas"*, tome 1 et 2, Ed. Dunod, Paris, 1963
9. J. F. Denisse, J.-L. Delcroix, *"Theorie des Ondes dans les Plasmas"*, Ed. Dunod, Paris, 1961
10. S. J. Gregg, K. S. W. Sing, *"Adsoption surface area and porosity"*, Academic Press, New York, 1967
11. N. A. Kapţov, *"Fenomene electrice în gaze şi vid"*, Ed. Tehnică, Bucureşti, 1955
12. N. A. Krall, A. W. Trivelpiece, *"Principle of plasma physics"*, Published by San Francisco Press, Inc., 1986
13. M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, *"Principles of plasma discharges and materials processing"*. John Wiley & Sons Inc. New York, 1994
14. Gh. Marin, *"Tehnica vidului şi aplicaţiile ei în industrie"*, Ed. Tehnică, Bucureşti, 1983
15. N. Newbury, M. Newmann, J. Ruhl, S. Staggs, S. Thorsett, *"Problems in physics"*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1992
16. G. Popa, *"Curs de Fizica Plasmei"*, vol. 1, Ed. Univ. ,,Al. I. Cuza", Iaşi, 1985


BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

17. G. Popa, D. Alexandroaei, "*Îndrumar de lucrări practice pentru Fizica Plasmei*", Ed. Univ. "Al. I. Cuza", Iaşi, 1991
18. I. I. Popescu, D. Ciobotaru, "*Bazele Fizicii Plasmei*", Ed. Tehnică, Bucureşti, 1987
19. I. I. Popescu, E. I. Toader "*Optica*", Ed. Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1989
20. I. I. Popescu, I. Iova, E. I. Toader, "*Fizica Plasmei şi Aplicaţii*", Ed. Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1981
21. Y. P. Raizer, "*Gas discharge physics*", Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1991
22. K. Raznjevic, *Tabele şi diagrame termodinamice*, Ed. Tehnică, Bucureşti, 1978
23. A. Roth, "*Tehnica vidului şi a aparatelor electrice cu vid*", Ed. Energetică de Stat, Bucureşti, 1955
24. A. Roth, *Vacuum Technology*, part I and II, Israel Atomic Energy Commission, 1971
25. D. Quemada, "*Ondes dans les Plasmas*", Hermann Press, Paris, 1968
26. S. R. Seshadri "*Fundamentals of Plasma Physics*", New York, 1973
27. B. M. Smirnov, "*Physics of weakly ionized gases*", Mir Publishers Moscow, 1981
28. M. Sorohan, "*Introducere în fizica şi tehnica presiunilor înalte*", Ed. Tehnică, Bucureşti, 1977
29. T. H. Stix, "*Theory of Plasma Waves*," Mc Graw-Hill, New York, 1962
30. B. M. Yavorsky and A. A. Pinsky, "*Fundamentals of Physics*," vol.1 and 2, Mir Publishers, Moscow, 1995
31. M. W. Zemansky, F. W. Sears, H. D. Young, "*Fizica*", Ed. Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1983
32. "*Varian Vacuum Products*", Catalog 1993/1994. Varian Vacuum

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

JUNIMEA
IAŞI-ROMANIA



*...99,9% din materia cunoscută în Univers se află în stare de plasmă...*

- **J. J. Thomson**, premiul Nobel pentru Fizică (1906) şi
- **G. P. Thomson**, premiul Nobel pentru Fizică (1937):

*"...conductivity of a gas (due to the cosmic radiation) would be one of the romances of science if these obscure and prosaic minute leakages of electricity from well-insulated bodies should be the means by which the most fundamental problems in the evolution of the cosmos came to be investigated..."*

J. J. Thomson and G. P. Thomson, *"Conduction of Electricity through Gases"*, (1928)

- **L. Tonks şi I. Langmuir**:

*"...the word* **plasma** *will be used to designate that portion of an arc-type discharge in which the densities of ions and electrons are high but substantially equal...it embraces the whole space not occupied by* sheaths...

Physical Review, vol.33, 195(1929)

- **E. Bădărău şi I. I. Popescu**:

*"...fizica descărcărilor electrice în gaze şi a plasmei reprezintă un tablou fascinant...studiindu-le, vom descoperi proprietăţi similare cu a metalelor, semiconductorilor sau a gazelor.....iar scopul final al acestor cercetări este de a pune la dispoziţia umanităţii o sursă de energie practic nelimitată..."*

E. Bădărău, I. I Popescu, *"Gaz ionises"*, Ed. Dunod, Paris, (1965)

ISBN 973-37-0435-0

BCU "CAROL I" UNIVERSITY LIBRARY